

SPINAUSRICHTUNG UND RESONANZEN
IM SYSTEM $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$
EINE UNTERSUCHUNG MIT EINEM
 4π -GAMMASPEKTROMETER

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
DIETER KONNERTH
aus Scharosch
(Rumänien)

München, den 1. August 1986



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554633_0010

**SPINAUSRICHTUNG UND RESONANZEN
IM SYSTEM $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$
EINE UNTERSUCHUNG MIT EINEM
 4π -GAMMASPEKTROMETER**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Dieter Konnerth
aus Scharosch (Rumänien)

München, den 1. August 1985

1. Gutachter: Prof. W. Hering

2. Gutachter: Prof. H. Wolter

Tag der mündlichen Prüfung: 29.01.1986

Zusammenfassung

Um das Resonanzverhalten von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ in den Rotationsfreiheitsgraden zu charakterisieren, wurde in der vorliegenden Arbeit die Ausrichtung des(r) intrinsischen Spins bei den Reaktionen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^* (2^+, 4.44 \text{ MeV})$ und $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^* (2^+)+^{12}\text{C}^* (2^+)$ für neun Einschußenergien im Bereich $19.29 \leq E_{\text{C.m.}} \leq 34.65 \text{ MeV}$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel $40^\circ < \theta_{\text{C.m.}} \leq 90^\circ$ untersucht.

Aus dem ortsempfindlichen und ereignisweisen Nachweis der Teilchen-Teilchen-koinzidenten 4.44 MeV Photonen mit dem Darmstadt-Heidelberger-Kristallkugelspektrometer konnten die durch die Spinorientierungsquantenzahl m charakterisierten Streuamplituden für die einfach-inelastische Streuung nahezu vollständig bestimmt werden. Deren Winkelabhängigkeit wurde einer Partialwellenanalyse zugrunde gelegt, als deren Ergebnis die Drehimpulsverteilung als Funktion der Einschußenergie und m -Quantenzahl erhalten wird.

Für die doppelt-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung wurden aus der 2-Photonen-Intensitätsverteilung die Wahrscheinlichkeiten für die korrelierte Ausrichtung beider Fragmentspins abgeleitet.

Die unerwartet hohe $m=0$ -Wahrscheinlichkeit sowie die unterschiedlichen Trägheitsmomente der Konfigurationen mit unterschiedlicher Spinorientierung, die anhand einer DWBA-Untersuchung und eines Vergleichs der vorhandenen Ergebnisse für verschiedene Systeme interpretiert werden, verweisen auf eine entscheidende Bedeutung der ^{12}C -Grundzustandsdeformation für das Auftreten der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Resonanzen.

Im Falle der doppelt-inelastischen Streuung wird ein drastisches Resonanzverhalten der doppelt-spinausgerichteten Komponente beobachtet, die sich damit als ausschlaggebend für die Resonanzen in Gesamtwirkungsquerschnitt erweist. Die starken Resonanzstrukturen zusammen mit dem charakteristischen Verlauf der Winkelverteilungen, die auf eine scharfe Lokalisierung dieser Komponente im Drehimpulsraum in den Resonanzstellen schließen lassen, deuten auf die Bildung eines starr-rotierenden Doppelkerns hin, für die die ^{12}C -Deformation ebenfalls eine wichtige Rolle spielen könnte.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Meßgrößen und Meßprinzip	10
<u>2.1. Symmetrien und Streuamplituden</u>	10
<u>2.2. Observable und Meßmethoden</u>	12
3. Apparatur und Experiment	26
4. Analyse der Daten	33
<u>4.1. Sortierung der Ereignisse</u>	33
4.1.1. Analyse der Teilchenparameter	33
4.1.2. Analyse der γ -Parameter	37
<u>4.2. Korrektur der Strahlfleckposition</u>	42
4.2.1. Korrektur in γ -Richtung	42
4.2.2. Korrektur in z-Richtung	45
<u>4.3. Berechnung der Werte für die Meßgrößen</u>	48
4.3.1. Wirkungsquerschnitte	48
4.3.2. Spin-Alignment	50
4.3.3. Spin-Alignment-Korrelationen	53
4.3.4. Polarisationsbetrag und Phasen der Streuamplituden	54
5. Ergebnisse und Diskussion	70
<u>5.1. Die Energieabhängigkeit</u>	70
5.1.1. Gesamtwirkungsquerschnitte, Spin-Alignment und DWBA-Modellrechnung	70
5.1.2. Energieabhängigkeit der nach Spinorientierung aufgeschlüsselten Wirkungsquerschnitte	76
<u>5.2. Die Winkelabhängigkeit</u>	80
5.2.1. Analyse der Ergebnisse für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+, m=0)$	80
5.2.2. Physikalische Inhalte der Partialwellenanalyse	84
5.2.3. Analyse der Ergebnisse für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+, m=\pm 2)$	91
5.2.4. Winkelabhängigkeit der nach korrelierter Spinaus- richtung aufgeschlüsselten Wirkungsquerschnitte	99
6. Schlußbemerkungen und Ausblick zum Resonanzverhalten von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und leichter Schwerionensysteme	105

Anhang

A. Aufteilung der Kristallkugel und die Nachweiswahrscheinlichkeiten $W_{ m }(k)$	A-1
B. Transformation und Integration der γ -Intensitätsverteilung	A-3
B.1. Transformation der γ -Intensitätsverteilung aus den Eigensystemen ins Laborsystem	A-3
B.2. Integration der γ -Intensitätsverteilung über die Raumwinkel der NaJ's	A-9
C. Ergänzungen zur Analyse der $m=0$ -Winkelverteilungen	A-13
C.1. Zur Eindeutigkeit der Partialwellenanalyse am Beispiel der Ergebnisse bei $E_{lab}=59.31$ MeV	A-13
C.2. 'DWBA'-Ansatz zur Beschreibung der $m=0$ -Winkelverteilungen und deren Ergebnisse	A-15

Literaturverzeichnis

1. Einleitung

Die Entwicklung neuer Meßtechniken und -apparaturen ermöglicht oftmals die Betrachtung altbekannter Phänomene unter neuartigen Aspekten und führt nicht selten zur Beantwortung schon lang existierender Fragen. Immer noch ein Rätsel, oder - um mit den Worten eines Kollegen zu sprechen - eine alte Dame von gleichbleibender Jugendfrische, stellen die 'molekularen' Resonanzen dar, wurden sie doch erstmals schon 1960 (BKA60, ABK60, BKA61) im System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ beobachtet. Überblicksartikel (COR82, EBE82, CIP80, GOB79, FES76) zu diesem Thema nehmen einen beträchtlichen Umfang ein.

Das beobachtete Phänomen bilden die in den Anregungsfunktionen für Reaktionen mit leichten Schwerionensystemen auftretenden resonanzartigen Strukturen einer typischen Breite von einigen 100 keV, die gemäß der Unschärferelation eine Reaktionsdauer von einigen 10^{-21} sec bedeutet. Schon der Vergleich dieser Reaktionszeit mit der typischen Lebensdauer eines bei diesen Reaktionen gebildeten Compoundkerns ($\approx 10^{-20}$ sec) und der Dauer einer direkten Reaktion ($\sim 10^{-22}$ sec) zeigt, daß der 'molekulare Reaktionsprozess' im Übergangsbereich zwischen Compoundkern- und direktem Reaktionsmechanismus angesiedelt ist. Diese Mechanismen führen ebenfalls zu Strukturen in den Anregungsfunktionen, die sich aber in ihrer Breite entsprechend dem Verhältnis der Reaktionszeiten unterscheiden. Im einen Fall werden sie als Grobstrukturen bzw. 'shape'-Resonanzen (2-4 MeV Breite) bezeichnet und werden im Rahmen von Modellen für direkte Reaktionsprozesse als Diffraktionerscheinungen oder als Potentialtopf-Resonanzen verstanden (GOB79); im anderen Fall handelt es sich um die Feinstrukturen bzw. Ericson-Fluktuationen (Breite ≤ 100 keV), die durch die statistische Überlagerung von Compoundkernresonanzen zustande kommen (BMB82, GOB79).

Die experimentelle Identifizierung der dritten Klasse von Strukturen, der intermediären oder molekularen Resonanzen, ist wegen des fließenden Übergangs nicht einfach und oft nicht eindeutig. Zahlreiche und ausführliche Untersuchungen vor allem an den Systemen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ haben jedoch gezeigt, daß die hohe Selektivität für bestimmte Ausgangskanäle sowie die starke Korrelation der intermediären Struktur über viele Streuwinkel und Zerfallskanäle mit dem statistischen Modell nicht vereinbar ist. Die Diskrepanz zwischen der Niveaudichte von einigen 100 Zuständen pro MeV im Compoundkern ^{24}Mg bei einer Anregungsenergie von ~ 20 MeV und der Dichte von etwa 5 isolierten Resonanzen pro MeV in den Anregungsfunktionen des $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Systems in der Gegend der Coulombbarriere zeigt beispielhaft den Widerspruch zu den Erwartungen des statistischen Ansatzes. Andererseits erwies es sich als ebenso unmöglich, die schmale Breite der intermediären Strukturen im Rahmen des optischen Modells zu erklären (DAV60).

Die intermediäre Breite und die hohe Selektivität bezüglich Ausgangskanal, Energie und hoher Drehimpulse um l_{graz} bilden das Fundament für die Vorstellung der Bildung einer kernmolekularen Konfiguration während des Stoßprozesses, die schon von den Entdeckern des Phänomens zu dessen Deutung herangezogen wurde (ABK60). In der Sprache des verallgemeinerten Doorway-Modells von Feshbach (FES76) läßt sich die Bildung dieser Konfiguration folgendermaßen beschreiben (Abb.1.1): das Projektil-Targetsystem bevölkert im Eingangskanal einen ungebundenen Zustand $|\alpha\rangle$ im Kern-Kern Potential. Aufgrund der Wechselwirkung koppelt dieser Doorwayzustand an quasigebundene Zustände höherer Komplexität $|\beta_i\rangle$ an, die dann entweder direkt und selektiv in die Ausgangskanalkonfigurationen zerfallen und sich unter gewissen Bedingungen als intermediäre Resonanzen zeigen, oder im Grenzfall in Compoundkernzustände übergehen. Die Zustände $|\beta_i\rangle$ werden mit den molekularen Konfigurationen assoziiert.

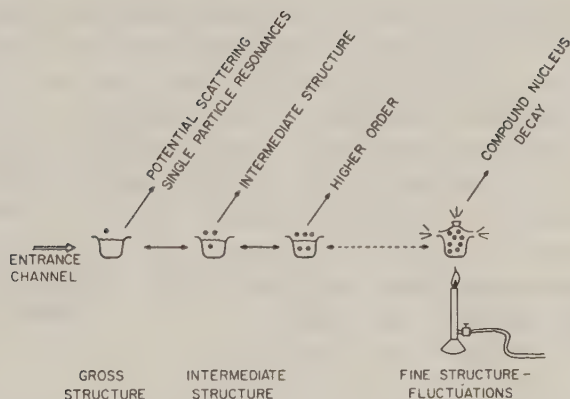


Abb.1.1: Schematische Illustration der Evolution des Reaktionsprozesses von der Potentialtopf-Resonanz über 'molekulare' Zustände zum Compoundkerngrenzfall (aus COR82).

Eine gewisse Verwandtschaft des hier skizzierten Reaktionsmechanismus besteht zu den in mittelschweren Systemen schon lange bekannten tiefinelastischen Reaktionen, da sie in 'vergleichbaren' Bereichen hinsichtlich Drehimpuls, Komplexität und Reaktionsdauer angesiedelt sind. Wurde lange Zeit geglaubt, daß intermediäre Strukturen wegen ihres isolierten Charakters und der stark anwachsenden Zahl von Freiheitsgraden zu schweren Systemen hin, die eine größere Zerfallsbreite zum Compoundkerngrenzfall und damit eine 'Verschmierung' der Resonanzen erwarten lassen, nur in leichten Schwerionensystemen anzutreffen sind, so wurden in den letzten Jahren Anzeichen für die Existenz dieses Phänomens auch bei schweren Systemen wie $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ und $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ (BBG81, ZKB83) gefunden. Dieser Befund zusammen mit der Beobachtung intermediärer Resonanzen über einen ausgedehnten Energiebereich, der sich von der Coulombbarriere bis zu Energien eines Vielfachen von V_{Coul} erstreckt, verweist auf die Bedeutung dieses Prozesses. Sein besseres Verständnis sowie die Verbindung zur Klasse der tiefinelastischen Re-

aktionen herzustellen ist ein wichtiges Ziel der Niederenergie-Kernphysik. Ein sicherer Nachweis und die weitere Erforschung des Kernmoleküls als quasigebundener Zustand von Kernmaterie, der sich strukturell stark von der Compoundkerngrundzustandskonfiguration unterscheidet, ist im Hinblick auf Kernstrukturfragen ebenso bedeutsam. Diskutiert werden 'κ-cluster'-Strukturen (MIV70), Doppelkernstrukturen (CHM78, HSP82), wie sie auch für die 'orbiting'-Prozesse der tiefinelastischen Reaktionen charakteristisch sind (GDH85), sowie Kern-Kern-Nukleon-Konfigurationen (HSP82) mit einer bindenden Wirkung des Nukleons, bei Systemen mit einem Nukleon in der äußersten Schale.

Der inelastischen Anregung der Reaktionspartner während des Stoßes wird in einer Vielzahl von Modellen eine besondere Rolle für das Zustandekommen der molekularen Konfiguration zugewiesen. Anhand von Abb.1.1 ist dies unmittelbar einsichtig, da sich die intrinsischen Kernanregungen als erste Stufe für den Übergang vom Eingangskanal in die molekularen Zustände $|\beta_i\rangle$ anbieten. Die Beobachtung extrem großer Wirkungsquerschnitte in den inelastischen Kanälen, die zum Teil die der elastischen Streuung übersteigen, sowie starker, korrelierter intermediärer Strukturen, insbesondere im System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (Abb.1.2), bilden eine wesentliche Stütze dieser Annahme. Die Grobstrukturen scheinen gerade die schmalen Einzelresonanzen jeweils eines Spins zu umfassen.

Der Rolle der 2^+ -Anregung für den Resonanzmechanismus im System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ wurde zuerst von Nogami und quantitativ von Imanishi (IMA68, IMA69) in einer Vorstellungs-Rechnung getragen, die als Grundidee im Doppel-Resonanz-Modell (DRM) (FSG72) und im Band-Crossing-Modell (BCM) (AKM78) enthalten ist. Dabei ist die Kopplung zwischen Bahndrehimpuls und Kernspin von zentraler Bedeutung, wie dies anhand von Abb.1.3 erläutert werden kann:

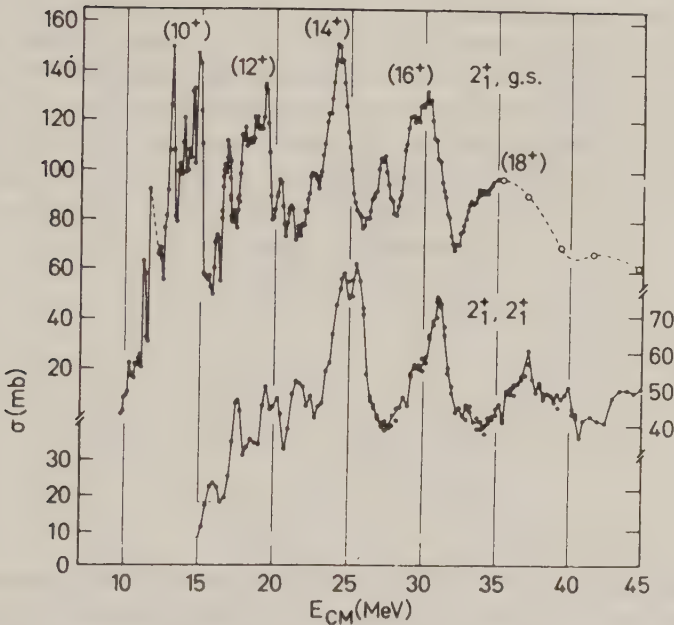


Abb.1.2: Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+, 4.44\text{MeV})$ und $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^*(2^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$ (aus CJB78).

Im Eingangskanal wird bei passender Energie und Eingangsdrehimpuls J eine 'shape'-Resonanz - die im Falle einer schwachen Dämpfung, als Folge einer nur schwachen Kopplung zu komplexen Zuständen, als Grobstruktur in der elastischen Streuung erscheint - bevölkert (1. Resonanzbedingung).

Die intrinsische Anregung zum 2^+ vermindert die Energie der Relativbewegung E_i um den Betrag der Anregungsenergie $E_x=4.44\text{ MeV}$; der intrinsische Spin $\vec{s}$ koppelt mit $\vec{L}$, dem Bahndrehimpuls im Ausgangskanal, zu $\vec{J}$. Nur im Falle einer ausgerichteten Kopplung:

$$J=L+2$$

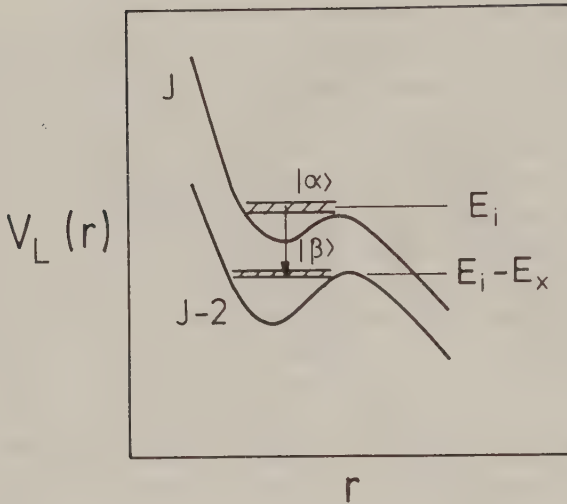


Abb.1.3: Illustration des Doppel-Resonanz-Mechanismus im Falle der Anregung eines Kerns zu einem Zustand mit Anregungsenergie E_x und Spin $2\hbar$. Die Potentialkurven im rotierenden Bezugssystem beziehen sich auf zwei verschiedene Drehimpulse der Relativbewegung $L=J$ und $L=J-2$.

ist die Energiebilanzgleichung:

$$\frac{J(J+1)}{2\mu D^2} = \frac{L(L+1)}{2\mu D^2} + E_x \quad (1.1)$$

für Abstände der Kernschwerpunkte $D=5-7\text{fm}$, Drehimpuls- und Energiebereiche zwischen 10 und 14 $\hbar$ bzw. 15 und 25 MeV erfüllbar. Nur wenn diese 2. Resonanzbedingung ('matching') auch vorliegt, sollte ein Übergang vom 'shape'-Resonanzzustand $|\alpha\rangle$ zum schmalere Zustand $|\beta\rangle$ im Potential V_{J-2} deutlich erhöht sein. Für die Anregung anderer Zustände oder beider Kerne gilt die Betrachtung in analoger Weise.

In der BCM-Formulierung liegen die Zustände $|\alpha\rangle$ auf der 'elastischen Bande', die sich für Streifstöße in einem Energie-Drehimpulsdiagramm ergibt (Abb.1.4) und in einem Bereich schwacher Absorption verläuft. Die Zustände $|\beta_i\rangle$ sind auf den zu den Anregungen korrespondierenden jeweiligen 'molekularen Banden' angesiedelt. Die intermediären Resonanzen sind für die Bereiche der Schnittpunkte der

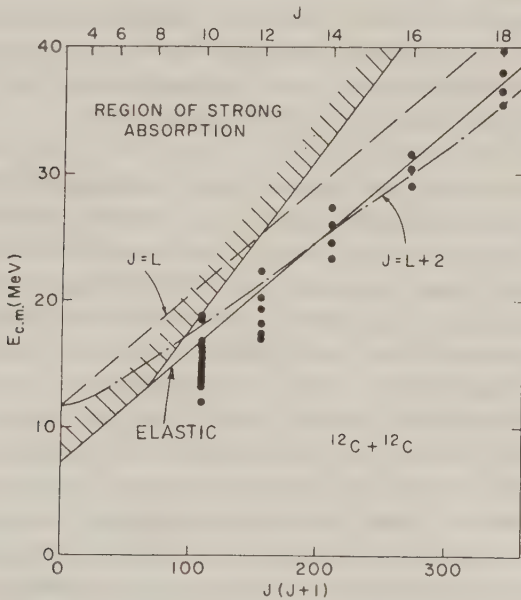


Abb.1.4: Band-Crossing-Diagramm mit 'elastischer' und zwei 'molekularen' Banden $J=L+2$ und $J=L$ (aus TRA84). Die Punkte geben die in verschiedenen Ausgangskanälen beobachteten Resonanzen in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ wieder (vgl. TRO80, CIP80). Sie streuen um die zur 'grazing'-Bahn korrespondierende elastische Rotationsbande.

elastischen mit den molekularen Banden vorhergesagt. So liest man beispielsweise für die Schnittpunktskoordinaten der elastischen mit der ausgerichteten ($L+2$)-Bande etwa ($12-14\hbar$, $20-25$ MeV) ab, in Übereinstimmung mit der vorangegangenen Abschätzung. Die der nichtausgerichteten Kopplung

entsprechende ($J=L$)-Bande verläuft dagegen parallel zur elastischen, weswegen diese Kopplungsart stark unterdrückt sein sollte. Es sei ausdrücklich angemerkt, daß sowohl in Gleichung (1.1) als auch in der Berechnung der molekularen Banden das gleiche Trägheitsmoment μD^2 und das gleiche Wechselwirkungspotential für die Konfigurationen $|\Delta\rangle$ und $|\beta\rangle$ angenommen wurde. Die Erfüllung der Relation (1.1) wäre hingegen auch für nichtausgerichtete Kopplung ($J=L$ oder $J=L-2$) möglich, falls der Schwerpunktsabstand D in den jeweiligen Konfigurationen verschieden wäre und/oder sich diese im Kernpotential $V(D)$ unterschieden, was zu einem Zusatzterm $\Delta V(D)$ in (1.1) führen würde.

Experimente zur Bestimmung der Spinorientierung haben wichtige Informationen nicht nur für die Erforschung der tiefinelastischen Reaktionen geliefert (vgl. z.B. VAN82,DÜN84). Zum Studium des Resonanzphänomens wurden Untersuchungen solcher Art erst in den letzten Jahren durchgeführt. Auf sie wird in Kap.2 verwiesen.

Neuere Ergebnisse von Experimenten am Münchner Tandem-Beschleuniger (TTK84) haben ein weitaus komplexeres Verhalten des Systems $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ergeben, als das, welches aufgrund des oben skizzierten simplen 'matching'-Bildes erwartet wurde. Eine Reihe von Fragen konnten trotz zahlreicher und detaillierter Untersuchungen an diesem System (TRO82,TAM82,WKP83) noch nicht zufriedenstellend beantwortet werden:

Der Zusammenhang der Grobstrukturen in den Anregungsfunktionen der inelastischen Kanäle (vgl. Abb.1.2) mit den Potentialtopf-Resonanzen im Eingangskanal ist im Detail unverstanden. Die Drehimpulszuordnung (vgl. Abb.1.2) und die Frage, ob der gesamten Breite der Grobstruktur ein einziger l -Wert korrespondiert, ist noch umstritten. Die Fragmentierung der Grobstruktur in intermediäre Resonanzen wird nur in groben Zügen als das Ergebnis der Kopplung erklärt; zufriedenstellende quantitative Beschreibungen stehen noch aus. Die Diskussion der Struktur des $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Quasimoleküls ist noch nicht beendet. Ebenso ist die Frage nach den Ursachen für die Sonderstellung des Systems $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und

($^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$), die sich in einer größeren Vielfalt und Stärke der Resonanzstrukturen im Vergleich zu anderen Systemen (z.B. $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$) äußert, noch nicht abschließend beantwortet.

Als Beitrag zur Lösung dieser Probleme wurden die Vorzüge der Darmstadt-Heidelberger Kristallkugel (MHH83), die γ -Quanten einzeln und ortsempfindlich mit nahezu 4π -Raumwinkel nachzuweisen, genutzt, um die Ausrichtung des(r) intrinsischen Spins für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ und $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^*(2^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$ in Abhängigkeit von Einschußenergie und Streuwinkel zu messen. Im Falle der doppelt-inelastischen Streuung konnte erstmalig in der Schwerionenphysik eine Spinorientierungskorrelation gemessen werden. Diese Ergebnisse für die korrelierte Ausrichtung beider Kernspins erlauben Aussagen über die Relevanz der klassischen Bedingung der starren Rotation ('sticking'-Bedingung) für das quantenmechanische Phänomen der molekularen Resonanzen, auf die von Mosel (MOS82) hingewiesen wurde und die sich in den Alignmentdaten von Trombik et al. (TTK84) andeutet. Sie könnten auch wertvolle Informationen im Hinblick auf die Experimente (MLL82, GAK81, MKN84) zur Suche nach γ -Übergängen zwischen Rotationszuständen des $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Kernmoleküls liefern. Die Messung des Polarisationsbetrags und der relativen Phase der $m=+2$ - und $m=-2$ -Streuamplitude für die einfach-inelastische Streuung ermöglicht eine Partialwellenanalyse, die die Drehimpulsverteilung ergibt. Somit führt diese Arbeit zu einer Charakterisierung der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Resonanzen in den Freiheitsgraden der intrinsischen und der relativen Rotation.

2. Meßgrößen und Meßprinzip

2.1. Symmetrien und Streuamplituden

Im allgemeinen wird eine Kernreaktion mit Spin-Null-Teilchen im Eingangskanal durch einen Satz von Reaktionsamplituden $T_{J_1 m_1 J_2 m_2}$ charakterisiert. Hierbei bezeichnen J_1, J_2 und m_1, m_2 Spin und Spinprojektion der beiden auslaufenden Teilchen. Sofern keine Symmetrie- oder Auswahlregeln zu erfüllen sind, enthält diese Menge $(2J_1+1)(2J_2+1)$ unabhängige, mit Streuwinkel und Einschußenergie variierende komplexe Größen. Deren Kenntnis stellt das Maximum an Information dar, welches aus Experimenten gewonnen werden kann.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Reaktionen zeichnen sich durch Eigenschaften aus, die eine erhebliche Verminderung der Zahl der unabhängigen Reaktionsamplituden zur Folge haben: zum einen handelt es sich um die Anregung von Spin Null Teilchen zu Zuständen definierter Parität, zum anderen ist $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ein System von identischen Teilchen. Letzteres hat unmittelbar zur Folge, daß:

$$|T_{J_1 m_1 J_2 m_2}|^2 = |T_{J_2 m_2 J_1 m_1}|^2 \quad (2.1)$$

gilt. Übertragen auf die Reaktion ^{12}C auf ^{12}C mit beiden Kernen zum 2^+ -Zustand angeregt, bedeutet dieses eine Reduzierung der Amplitudenmenge von 25 auf 15 Elemente.

Um die Auswirkung der erstgenannten Eigenschaft einzusehen, ist es hilfreich, die Streunormale als Quantisierungsachse zu wählen. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich das Bohr'sche Theorem (BOH59), welches die Drehimpuls- und Paritätserhaltung beinhaltet, wie folgt schreiben:

$$P_1 \cdot P_2 = e^{i(m_1 + m_2)\pi}, \quad (2.2)$$

wobei P_1, P_2 die Paritäten der beiden Stoßpartner bezeichnen. Da diese +1 für die hier betrachteten Fälle sind, läßt sich aus Gleichung (2.2) sofort ablesen, daß nur gerade m für die einfach-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Streuung erlaubt sind. Für die Doppelanregung von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ kommen nur solche (m_1, m_2) Kombinationen vor, für die m_1+m_2 eine gerade Zahl ergibt.

Zusammenfassend gibt Tab.2.1 die Streuamplitudensätze für die hier untersuchten Reaktionen an.

Ausgangskanal	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$	$^{12}\text{C}^*(2^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$
	T^{-2}	$T^{-2-2} \quad 0 \quad T^{-20} \quad 0 \quad T^{-22}$
Amplituden ¹⁾	0	$T^{-1-1} \quad 0 \quad T^{-11} \quad 0$
$T_{ij} := T_{m_1=i, m_2=j}$	T^0	$T^{00} \quad 0 \quad T^{02}$
	0	$T^{1j} = T^{ji} \quad T^{11} \quad 0$
	T^2	T^{22}
Zahl der Parameter ²⁾	$2 \cdot 3 - 1 = 5$	$2 \cdot 9 - 1 = 17$

Tab.2.1: Auswirkung der Symmetrien auf die Amplitudensätze der untersuchten Reaktionen.

¹⁾ Auf die Angabe der Spinquantenzahl J wurde verzichtet, da es sich immer um die Anregung des 2^+ -Zustandes in ^{12}C handeln wird. Ebenso wurden die Quantenzahlen $J=0, m=0$ für den Grundzustand nicht explizit aufgeführt.

²⁾ siehe Text

Die letzte Zeile von Tab.2.1 gibt die maximale Zahl der reellen Parameter an, die in einem Experiment gemessen werden können. Sie ist gleich der um eins verminderten doppelten Anzahl der unabhängigen, von Null verschiedenen Elemente T_{ij} . Eine der Phasen bleibt jeweils unwesentlich, da grundsätzlich nur Phasendifferenzen meßbar sind.

Als Nächstes soll untersucht werden, wie die experimentelle Fragestellung aussehen muß, um die vorgestellten Meßgrößen zu bekommen.

2.2. Observable und Meßmethoden

Die direkte Ermittlung der Spinorientierung mithilfe eines Stern-Gerlach-Filters scheitert allein schon an der kurzen Lebensdauer des angeregten Niveaus. Als einzige Möglichkeit verbleibt die Untersuchung des durch die Zerfälle zum Grundzustand erzeugten γ -Strahlungsfeldes. Es ist daher zunächst der Frage nach dem funktionalen Zusammenhang zwischen Streuamplituden und Eigenschaften der emittierten γ -Strahlung nachzugehen.

Die Reaktionsamplituden beschreiben die Präparierung des Systems durch eine Kernreaktion. Anders als bei der Polarisierung eines Teilchenstrahls im Magnetfeld, wo jeder Kern sich in einem bestimmten m -Unterzustand befindet, wird durch eine Reaktion im allgemeinen ein kohärentes Gemisch von m -Subzuständen erzeugt. Die Charakteristika der zu beobachtenden γ -Strahlung werden also einmal von der Präparierung des Systems vor dem γ -Zerfall und zum anderen von der Art des Zerfalls abhängen.

Für die einfach-inelastische Reaktion, die zu einem angeregten Kernzustand mit Spin J führt, läßt sich die Relation zwischen Reaktionsamplituden T^{Jm} und Übergangsamplituden $A_J^{\mathcal{O}}(\mathcal{J}, \varphi)$ zum Grundzustand durch Emission eines γ -Quants in Richtung $(\mathcal{J}, \varphi)$ mit Helizität $\mathcal{O}$ und Impuls $\vec{k}$ wie folgt schreiben (CRE64, RTS70):

$$A_J^{\sigma}(\mathcal{J}, \varphi) \sim \frac{1}{\sqrt{\sum_m |T^{Jm}|^2}} \sum_m T^{Jm} \langle 00 | H_{K_0} | Jm \rangle. \quad (2.3)$$

Das den Übergang beschreibende Matrixelement in Gleichung (2.3) hängt nicht von der Reaktion ab; es spielen nur mehr die Eigenschaften der beiden Zustände eine Rolle, die vom Übergang verkoppelt werden. Es bestimmt im wesentlichen die Gestalt des γ -Strahlungsfeldes, die Streuamplituden sind lediglich eine Art Koeffizienten für die Basisvektoren der Intensitätsverteilung. Der Hamiltonoperator H_{K_0} enthält neben der Übergangsstärke - welche von der Orientierung unabhängig ist - einen zweiten Anteil, den Drehoperator D , welcher die Emission in Bezug zum gewählten äußeren Koordinatensystem setzt. Mit diesen Bemerkungen erscheint folgende Form von Relation (2.3) plausibel (eine strenge Betrachtung findet sich in CRE64, RTS70, ZET83):

$$A_J^{\sigma}(\mathcal{J}, \varphi) \sim \frac{1}{\sqrt{\sum_m |T^{Jm}|^2}} \sum_m (-1)^m T^{Jm} e^{-im\varphi} d_{m0}^J(\mathcal{J}). \quad (2.3a)$$

Sie gilt im Koordinatensystem, welches durch die Streunormale $(\vec{k}_i \times \vec{k}_f)$ als z-Achse und die Strahlrichtung $\vec{k}_i$ als x-Achse definiert ist. Daraus erhält man die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines γ -Quants mit Polarisation σ in Richtung $(\mathcal{J}, \varphi)$:

$$W_J^{\sigma}(\mathcal{J}, \varphi) = |A_J^{\sigma}(\mathcal{J}, \varphi)|^2 \sim \frac{1}{\sum_m |T^{Jm}|^2} \left| \sum_m (-1)^m T^{Jm} e^{-im\varphi} d_{m0}^J(\mathcal{J}) \right|^2. \quad (2.4)$$

$W_J^{\sigma}(\mathcal{J}, \varphi)$ wird auch als γ -Teilchen Korrelationsfunktion bezeichnet und hängt über die T^{Jm} implizit vom Teilchenstreuwinkel $\theta_{c.m.}$ ab. Sie ist auf 1 normiert. Dies ist der Grund für das Auftauchen des Terms $\sum_m |T^{Jm}|^2$ auf der rechten Seite von obiger Relation. Er beschreibt den Wirkungsquerschnitt für die betrachtete Kernreaktion, wie es gemäß der Bedeutung der Streuamplituden auch sein muß:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{c.m.}) = \sum_m |T^{Jm}(\theta_{c.m.})|^2. \quad (2.5)$$

Eine Umformulierung von (2.4) erleichtert die zu führende Diskussion. Dazu sei noch definiert:

$$a_m e^{i\delta_m} := \frac{T^{Jm}}{\sum_m |T^{Jm}|^2}, \quad (2.6)$$

womit sich (2.4) zu

$$W^{\sigma}(\mathcal{J}, \varphi) \sim \left| \sum_m (-1)^m a_m e^{i\delta_m} e^{-im\varphi} d_{m0}^J(\mathcal{J}) \right|^2 \quad (2.4a)$$

ergibt (der Index J wurde zum Teil weggelassen). Wegen der Normierung von W folgt unmittelbar:

$$\sum_m (a_m)^2 = 1 \quad \text{oder} \quad \sum_m P_m = 1 \quad \text{mit} \quad P_m := (a_m)^2. \quad (2.7)$$

Die $(a_m)^2 := a_m^2$ sind also die auf 1 normierten Beträge der Streuamplituden, sie geben die Wahrscheinlichkeiten P_m für die Population der einzelnen m-Unterzustände an; die δ_m bezeichnen die Phasen der Streuamplituden. Man beachte, daß eine vollständige Messung neben diesen Größen auch den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ liefern muß.

Nach diesen Definitionen und Bemerkungen wollen wir nun die Relation (2.4a) analysieren, um herauszufinden, welche Forderungen sich daraus an das Experiment ergeben.

Zunächst macht die Beziehung deutlich, daß die γ -Nachweisapparatur sowohl orts- (in $\mathcal{J}$ und φ -Richtung) als auch polarisationsempfindlich sein muß, um die maximale Information über die Spinausrichtung festzuhalten. Eine solche Meßeinrichtung zu bauen ist grundsätzlich möglich, in der Regel stehen jedoch meist nur einfachere Detektoren zur Verfügung.

Wird die Strahlung mit einer auf die Photonenhelizität insensitiven Apparatur gemessen, so kommt dieses einer Aufsummation der Intensitäten für die beiden Helizitätszustände gleich. Führt man daher die inkohärente Summe über σ in Relation (2.4a) aus, so bekommt man:

$$W(\mathcal{J}, \varphi) \sim \left| \sum_m (-1)^m a_m e^{i\delta_m} e^{-im\varphi} d_{m1}^{\mathcal{J}}(\mathcal{J}) \right|^2 + \left| \sum_m (-1)^m a_m e^{i\delta_m} e^{-im\varphi} (-1)^{J+m} d_{m1}^{\mathcal{J}}(\pi - \mathcal{J}) \right|^2 \quad (2.4b)$$

wobei von der Beziehung $d_{mn}^{\mathcal{J}}(\mathcal{J}) = (-1)^{J+m} d_{m-n}^{\mathcal{J}}(\pi - \mathcal{J})$ (BRS71) Gebrauch gemacht wurde. Zwei intuitiv zu erwartende Aussagen leiten sich daraus ab: die Intensität ist die gleiche für $\mathcal{J}$ und $\pi - \mathcal{J}$ und, zwischen $+m$ und $-m$ ist nicht mehr zu unterscheiden. Die Spiegelsymmetrie von W in Bezug auf die Reaktionsebene ist unter Beachtung des Bohr'schen Theorems, demzufolge $J+m$ gerade sein muß, sofort einzusehen. Bedenken wir zusätzlich noch, daß $d_{m1}^{\mathcal{J}}(\mathcal{J}) = (-1)^J d_{-m1}^{\mathcal{J}}(\pi - \mathcal{J})$ für J gerade gilt, so ist es ebenfalls nicht schwierig, die Symmetrie von W hinsichtlich der Vertauschung von m mit $-m$ nachzuprüfen. Ein ortsempfindlicher, auf die Photonenpolarisation insensitive und eine Raumhälfte umfassender Detektor reicht gemäß der vorangegangenen Betrachtung also vollkommen aus, um damit alle m -Populationswahrscheinlichkeiten und die Phasen (bis auf eine) zu messen. Es verbleibt die Unkenntnis der Zuordnung der Meßgrößen mit gleichem Betrag von m zum Vorzeichen von m . Diese Zweideutigkeit ist grundsätzlich nur über eine geeignete Messung der Helizität der beim Übergang ausgesandten Teilchen zu beseitigen. Sind diese Spin Null Teilchen, so ist die Bestimmung des Vorzeichens der Polarisation durch den Nachweis dieser Teilchen nicht möglich.

Wir wollen nun unsere Ansprüche noch weiter reduzieren und vom Detektor allein das Vermögen der Ortsauflösung in $\mathcal{J}$ -Richtung verlangen. Dies soll heißen, daß die $\mathcal{J}$ -Nachweisapparatur zylindersymmetrisch ist und über die φ -Dimension integriert. Eine solche Art der Messung wird als 'Out of Plane'-Methode bezeichnet. Was ist damit zu erreichen?

Um dies zu beantworten bilden wir das Integral über φ von Gleichung (2.4b). Zunächst stellen wir das Verschwinden sämtlicher Interferenzterme fest ($\int_0^{2\pi} \cos(n\varphi + \delta) d\varphi = 0$). Damit geht auch die Information über die Phasen der Streuamplituden verloren und es bleibt nur noch eine Beziehung zwischen ihren Beträgen übrig, wie das Ergebnis der Integration deutlich macht:

$$W(\vartheta) \sim \sum_m a_m^2 \cdot [(d_{m1}^J(\vartheta))^2 + (d_{m1}^J(\pi - \vartheta))^2] \sim \sum_m a_m^2 |x_{Jm}(\vartheta)|^2. \quad (2.4c)$$

Der Detektor mißt also eine γ -Intensitätsverteilung, die aus einer Überlagerung der charakteristischen, wohlbekannten Strahlungsmuster $|x_{Jm}(\vartheta)|^2$ der Multipolarität 2^J mit den Gewichten P_m besteht. In Abb.2.1 sind die drei Bilder für die Quadrupolstrahlung gezeichnet.

Quadrupol

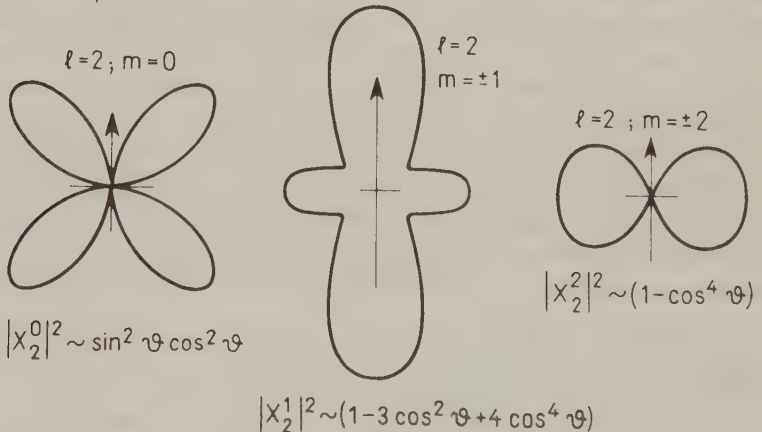


Abb.2.1: Winkelverteilungen $|x_{Jm}(\vartheta)|^2 \equiv |x_l^m|^2$ für Quadrupolstrahlung ($J=l=2$) (aus MAK79).

Aufgrund der Identität der Muster für die beiden Vorzeichen von m , ist auf diesem Wege prinzipiell nur die Summe $P_{+|m|} + P_{-|m|} =: P_{|m|}$ in Erfahrung zu bringen.

Als letzter Fall wird noch kurz die Messung mit einem einzelnen ortsfesten, nicht ortsauflösenden Detektor diskutiert. Wir messen also die emittierte γ -Strahlung in Richtung (δ, φ) des Zählers in Koinzidenz mit den Reaktionsprodukten. Es ist klar, was wir bekommen: eine übliche γ -Teilchen Korrelationsfunktion wie sie von Gleichung (2.4b) beschrieben wird. Was sagt diese aus?

Um aus einer solchen Messung physikalische Inhalte zu gewinnen, müssen umfangreiche Modellrechnungen zur Bestimmung der Streuamplituden durchgeführt werden. Diese können dann in Gleichung (2.4b) eingesetzt werden, wodurch ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment erst möglich wird. Das Ergebnis ist oft nicht eindeutig. Es sei betont, daß demgegenüber die zuerst vorgestellten Meßmethoden Observable liefern (wie etwa die Populationswahrscheinlichkeiten P_m , oder das Vorzeichen der Polarisation), die auch ohne komplizierte Rechnungen oft aussagekräftig sind. So zum Beispiel kann anhand der Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen m -Subzustände direkt geprüft werden, inwieweit 'matching'-Bedingungen für den Reaktionsverlauf wichtig sind, oder inwiefern klassische Vorstellungen für den jeweiligen Fall angebracht sind.

Unsere bisherige Betrachtung beschränkte sich auf einfach-inelastische Reaktionen mit Zerfall des angeregten Kerns zum Grundzustand. Unser Interesse gilt aber auch der doppelt-inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung; wir wollen daher die gewonnene Einsicht auf diesen Fall in anschaulicher Weise übertragen. Wir beschränken uns dabei auf die 'Out of Plane'-Methode.

Der wesentliche Unterschied zur Einfachanregung besteht hier in der Emission zweier γ -Quanten für ein Reaktionsereignis, die aufgrund der voneinander bedingten Spinausrichtung der beiden Kerne eine Korrelation aufweisen werden. Will man die Information darüber nicht vollständig verlieren, so ist ein gleichzeitiger γ -empfindlicher Nachweis beider Photonen notwendig. Die gemessene I_1, I_2 -Intensität ist also eine Verteilung in der (δ_1, δ_2) -Ebene. Um die Frage nach dem Aussehen dieser

Intensitätsverteilung zu beantworten, nehmen wir zunächst einen Sonderfall an: der eine Kern besitze nur die Spinausrichtung m_1 , der andere nur m_2 . Die Abstrahlung eines Photons mit Polarwinkel ϑ vom ersten Kern wird mit der Wahrscheinlichkeit $|X_{Jm_1}(\vartheta)|^2$ erfolgen, die vom zweiten hingegen mit $|X_{Jm_2}(\vartheta)|^2$. Da die Emission eines Photons statistisch erfolgt, ist die Wahrscheinlichkeit $X'_{m_1 m_2}(\vartheta_1, \vartheta_2)$ für die gleichzeitige Aussendung des ersten Photons in Richtung ϑ_1 und des zweiten in Richtung ϑ_2 einfach gegeben durch die Produkte der einzelnen Wahrscheinlichkeiten:

$$X'_{m_1 m_2}(\vartheta_1, \vartheta_2) = |X_{Jm_1}(\vartheta_1)|^2 \cdot |X_{Jm_2}(\vartheta_2)|^2. \quad (2.8)$$

(Auf die Problematik im Zusammenhang mit der Nummerierung der Kerne (der Photonen) wird in Abschnitt 4.3.3 eingegangen.)

Wir können also die $X'_{m_1 m_2}$ (Abb.2.2, vergl. auch Abb.2.1) als Basisvektoren in der $(\vartheta_1, \vartheta_2)$ -Ebene für die zu messende $\vartheta_1 \vartheta_2$ -Intensitätsverteilung auffassen und in Analogie zu Gleichung (2.4c) schreiben:

$$W(\vartheta_1, \vartheta_2) \sim \sum_{m_1 m_2} a_{m_1 m_2}^2 \cdot X'_{m_1 m_2}(\vartheta_1, \vartheta_2) \quad (2.9)$$

wobei die $a_{m_1 m_2}^2 =: P_{m_1 m_2}$ wie oben die normierten Betragsquadrate der Steuamplituden $T_{m_1 m_2}$ sind. Da die $X'_{m_1 m_2}$ wiederum nicht vom Vorzeichen von m_1 und m_2 abhängen, kann auf diesem Wege nur die Summe der (m_1, m_2) -Populationswahrscheinlichkeiten mit gleichen Beträgen, aber verschiedenen Vorzeichenkombinationen von m bestimmt werden. Zur Verdeutlichung definieren wir:

$$\begin{aligned} P_{22} &:= P_{-2-2} + P_{-2+2} + P_{+2-2} + P_{+2+2} \\ P_{20} &:= P_{+20} + P_{-20} + P_{0+2} + P_{0-2} \\ P_{11} &:= P_{-1-1} + P_{-1+1} + P_{+1-1} + P_{+1+1} \\ P_{00} &:= P_{00} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Es sei darauf hingewiesen, daß diese Größen ein Maß für die korrelierte Ausrichtung der Spins der beiden Kerne darstel-

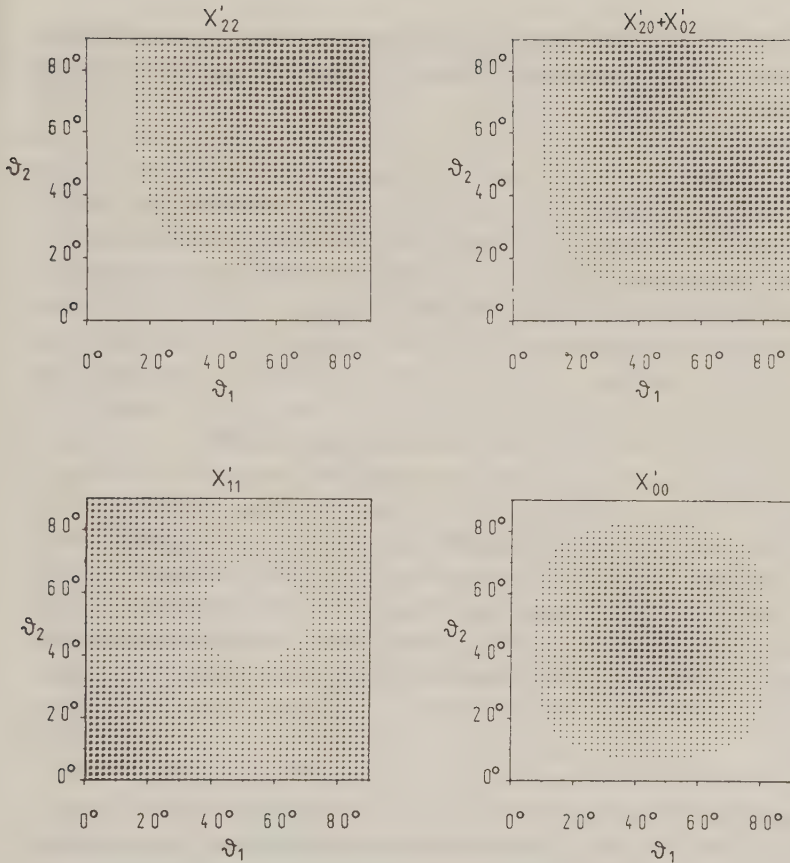


Abb.2.2: Intensitätsverteilungen $X'_{m_1 m_2}(\vartheta_1, \vartheta_2)$ für die korrelierte ϑ_1, ϑ_2 -Emission (siehe Text). (Die Intensität ist der Fläche der 'Quadrate' proportional, vgl. Abb.2.1.)

len. Läßt man hingegen bei der Betrachtung des Ensembles der Reaktionsprodukte die Frage nach Korrelationen außer acht, so sind die Wahrscheinlichkeiten P_{1m_1} das Maß für den Grad der Orientierung. Sie sind auf genau die gleiche Weise mit der 'Out of Plane'-Methode meßbar wie im Fall der einfach-inelastischen Streuung. (Hier ist das Ensemble für die gleiche Anzahl von Reaktionsereignissen nur halb so mächtig

wie für den Fall der Doppelanregung.) Klarerweise lassen sich die P_{lm} aus der Kenntnis der Größen $P_{|m_1| |m_2|}$ ableiten.

Nach dieser prinzipiellen Diskussion wollen wir nun die praktischen Aspekte in den Vordergrund rücken. Wir fragen uns, wie die jeweilige Meßmethode realisiert werden kann.

Die bei Experimenten verwendeten γ -Zähler decken in der Regel einen endlichen Raumwinkel ab, nur in den seltensten Fällen ist die Voraussetzung punktförmiger Detektoren auch nur näherungsweise erfüllt. Die gemessenen Intensitäten beinhalten also eine Integration von W über den Raumwinkel des Zählers. Für unsere Betrachtungen ergibt sich daraus jedoch keine prinzipielle Schwierigkeit. Um dies einzusehen, machen wir uns noch einmal den Zusammenhang zwischen W und den zu bestimmenden Parametern klar. Die Relationen (2.4 (a-c)) enthalten neben den Meßgrößen im wesentlichen nur noch die Basisvektoren des Strahlungsfeldes, deren δ -Abhängigkeiten ja bekannt sind. Das Problem besteht also darin, die rechte Seite der Gleichungen auf Formen der Art:

$$W(\delta, \varphi) \sim \sum_i f_i(P) \cdot g_i(\delta, \varphi) \quad (2.11)$$

zu bringen, wobei f_i Funktionen der zu bestimmenden Parameter P (Beträge und Phasen der Streuamplituden) sind und g_i nur noch von δ und φ abhängen. Das Integral von W kann dann im Prinzip ausgeführt werden, es reduziert sich auf die Ermittlung von $\int g_i(\delta, \varphi) d\Omega$. Wie sieht dieses für unsere Fälle konkret aus?

Für die 'Out of Plane' Methode steht das Ergebnis in Form von Gleichung 2.4c schon da. Die g_i sind hier die bekannten $|X_{JM}(\delta)|^2$; es ist also nur das Integral für diese Funktionen über den NaJ-Öffnungswinkel zu berechnen. Wie dieses gemacht werden kann, findet sich in den Lehrbüchern (GIL75).

Für die anderen Methoden sind die Verhältnisse nicht ganz so einfach. Einige der zu gewinnenden Größen, nämlich die Phasen δ_m bilden zusammen mit der φ -Variablen die Argumente trigonometrischer Funktionen. Wie aus der Beziehung (2.4b) ersichtlich wird, kommen hier Funktionen

der Art $\cos(f(\delta_i) \pm n\varphi)$ vor. Unter Anwendung trigonometrischer Formeln lassen sich diese jedoch als Summe von Produkten von Kosinus- bzw. Sinusfunktionen schreiben, welche entweder nur die δ_i oder nur φ als Argument enthalten (vgl. Abschnitt 4.3.4 und Anhang B.2).

Damit ist skizziert worden, wie dasjenige, was im Experiment durch den Zähler automatisch gemacht wird, in der theoretischen Beschreibung zu bewerkstelligen ist. Gleichzeitig ist noch ein zweiter Aspekt deutlich geworden: Was man nämlich letztendlich bekommt, ist ein System von Gleichungen

$$w^{\exp}(\mathcal{J}, \varphi) \sim \sum_i f_i(P) \cdot \int_{\Delta\Omega} g_i(\mathcal{J}', \varphi') d\Omega' \quad (2.12)$$

Die linke Seite stellt die im Experiment mit einem in Richtung $(\mathcal{J}, \varphi)$ stehenden (polarisationsempfindlichen) γ -Detektor gemessene (normierte) Ereigniszahl dar, während auf der rechten Seite Funktionen der zu gewinnenden Meßgrößen stehen. Diese können unter Umständen sehr kompliziert sein und die Lösung des Gleichungssystems ist oft nur mit speziellen Verfahren (z.B. Fitprozeduren) am Computer möglich.

Die notwendige Zahl der Gleichungen, die also mit der Anzahl der Meßwerte gleich ist, richtet sich natürlich nach der Menge der zu bestimmenden Observablen. Letztere nimmt mit wachsendem J beträchtlich zu. Die Wahl der Raumrichtungen für die nachgewiesene Strahlung hängt von der jeweiligen Fragestellung ab und ist grundlegend für die Konzeption eines Experimentes dieser Art. Besteht beispielsweise Interesse nur an der Kenntnis der Amplitudenquadrate, so ist die 'Out of Plane' Methode dazu geeignet; d.h. es sind zylindersymmetrische γ -Zähler in Richtung der Quantisierungsachse aufzustellen. Wir wollen dies an unserem Fall der einfach inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung exemplifizieren. Mit Rücksicht auf die Symmetriebedingungen (Abschnitt 2.1) läßt sich Gleichung (2.4c) für einen Zähler mit den Grenzen $\mathcal{J}_1=0^\circ$ und $\mathcal{J}_2$ wie folgt schreiben:

$$W^{\text{exp}}(\vartheta) \sim (P_{+2} + P_{-2}) \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} |x_{22}(\vartheta')|^2 \sin \vartheta' d\vartheta' + P_0 \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} |x_{20}(\vartheta')|^2 \sin \vartheta' d\vartheta' \quad (2.13)$$

Zusammen mit der Normierungsbedingung $P_{+2} + P_{-2} + P_0 = 1$ ergeben sich zwei voneinander unabhängige Gleichungen, welche die beiden gesuchten Meßgrößen $P_2 := P_{+2} + P_{-2}$ und P_0 liefern. Es reicht also im Prinzip aus, einen NaJ so aufzustellen, daß dessen Symmetrieachse mit der Streunormalen zusammenfällt und dessen Rand einen Winkel ϑ_2 zu dieser bildet. Wichtig dabei ist die Wahl dieses Winkels: er ist so zu bemessen, daß die beiden Integrale in Gleichung (2.13) möglichst verschieden sind, um eine hohe Empfindlichkeit zu garantieren.

Obwohl es selbstverständlich ist, sei dennoch angemerkt, daß eine ortsempfindliche Messung nicht notwendigerweise ortsauflösende Zähler verlangt. Sie kann auch aus einer Folge von Messungen mit einem Zähler bestehen, der jeweils unterschiedliche Raumbereiche abdeckt. So z.B. kann statt des γ -Nachweises mittels eines Ringzählers mit den Grenzen ϑ_1 und ϑ_2 , dasselbe mit einem ganz normalen zylindersymmetrischen Detektor erreicht werden: man messe einmal mit Öffnungswinkel ϑ_1 und einmal mit ϑ_2 und bilde die Differenz. Zwei solcher Zähler wären ausreichend, um damit im Prinzip die Korrelationswahrscheinlichkeiten $P_{|m_1||m_2|}$ für die doppelt-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Steuerung messen zu können. Ein solches Experiment bestünde dann aus einer Folge von 'runs' mit jeweils unterschiedlichen Abständen eines (beider) Detektoren vom Target.

Ein weiterer, für $J=2$ schon in zahlreichen Arbeiten untersuchter Sonderfall sei noch kurz skizziert. Es handelt sich um die sogenannte 'In Plane'-Methode. Die Meßapparatur besteht aus φ -empfindlichen Zählern in der Streuebene ($\vartheta=90^\circ$). Es ist also in Gleichung (2.4b) $\vartheta=90^\circ$ und $J=2$ einzusetzen sowie das Bohr'sche Theorem zu beachten, womit man (CRE64, KRU81)

$$W(\varphi) \sim a_{+2}^2 + a_{-2}^2 - 2a_{+2}a_{-2} \cos(\delta_{-2} - \delta_{+2} - 4\varphi) \quad (2.14)$$

mit der Annahme punktförmiger Detektoren erhält. Die Normierungsbedingung liefert eine weitere Gleichung, bringt aber auch eine neue Unbekannte a_0 mit sich. Insgesamt sind also 4 Parameter zu bestimmen (es ist nur die Phasendifferenz $\delta_{+2} - \delta_{-2}$ meßbar!), daher müßten 3 Detektoren in der Ebene ausreichend sein. Die Unmöglichkeit einer Entscheidung darüber, welche die +2-Amplitude und welche die für $m=-2$ ist, wird auch hier wieder deutlich.

Bevor wir auf vorangegangene Arbeiten über Spinorientierung in leichten Schwerionensystemen und die dabei benutzten Methoden verweisen, wollen wir noch einige Größen einführen, die in der Diskussion über Spinorientierung eines Ensembles üblich sind.

Das Alignment P_{zz} für einen Zustand mit Spin J ist definiert als (BLI57):

$$P_{zz} = \frac{3\langle m^2 \rangle - J(J+1)}{J(2J-1)} \quad \text{mit } \langle m^2 \rangle := \sum_m m^2 P_m \quad (2.15)$$

P_{zz} ist ein Maß für den Grad der Ausrichtung; es erreicht den Maximalwert 1 für vollkommene Spinorientierung ($P_m \neq 0$ allein für $|m|=J$), während das Minimum $-(J+1)/(2J-1)$ für eine Spinausrichtung senkrecht zur Quantisierungsachse erreicht wird. Im Gegensatz dazu vergleicht die Polarisation P_z die Besetzungswahrscheinlichkeiten für die beiden Vorzeichen von m . Sie wird durch (BLI57)

$$P_z = \frac{\langle m \rangle}{J} \quad \text{mit } \langle m \rangle := \sum_m m P_m \quad (2.16)$$

definiert und ist nur im Falle einer Bevorzugung eines Richtungssinns (eines Vorzeichen von m) von Null verschieden. Für eine Charakterisierung der Spinausrichtung in der doppelt-inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung werden wir die 'Spin Alignment Korrelationen' $P_{|m_1||m_2|}$ als Maß für den Grad der

korrelierten Ausrichtung von J_1 und J_2 verwenden. Diese Größen wurden bereits durch Gleichung (2.7) definiert.

Willetts et al. (WKP83) haben die 'In-Plane'-Methode für eine Untersuchung der einfach-inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung benutzt. Die Messung ist recht schwierig, es gelang nicht, die Polarisation zu bestimmen. Eine Messung von γ -Teilchen Korrelationsfunktionen für die gleiche Reaktion wurde von Balamuth et al. (BCZ81) durchgeführt. Die 'Out-of-Plane'-Methode liegt den Arbeiten von Trombik et al. (TTK84), Schäfer et al. (SCH82) und Kato et al. (KAT83) zur Bestimmung von P_{ZZ} für die einfach und doppelt-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung, die Reaktion $^{16}\text{O}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{O}+^{16}\text{O}^*(3^-, 6.13 \text{ MeV})$ bzw. $^{12}\text{C}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{16}\text{O}^*(3^-, 6.13 \text{ MeV})$ zugrunde. Aus den mit einem Q3D-Spektrometer gemessenen Linienprofilen der Ejektilenergien, wurde von Bohlen et al. (BOW78) für $^{12}\text{C}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{O}+^{12}\text{C}^*(2^+, 4.44 \text{ MeV})$ und in aller jüngster Zeit für die in dieser Arbeit studierten Reaktionen von Sugijama et al. (SUG85) das Spinalignment entlang der Flugrichtung des angeregten Kerns als Quantisierungsachse ermittelt.

Wir fassen das Wesentliche dieses Abschnitts zusammen: Die Observablen sind letzten Endes die Beträge und Phasen der Reaktionsamplituden. Daraus leiten sich andere Meßgrößen wie P_{ZZ} , P_Z , $P_{|m|}$ etc. ab. Ihre Bestimmung fußt auf den Eigenschaften der emittierten Strahlung. Im Einzelfall hängt die Realisierung des Experiments zum einen von der Reaktion und zum anderen von Art und Umfang der darüber zu gewinnenden Kenntnis ab. Nachfolgende Tabelle gibt einen Überblick über die vorgestellten Meßmethoden und die damit jeweils meßbare Observablenmenge. Wir beschränken uns dabei auf Reaktionen wie sie in dieser Arbeit untersucht werden.

Der vorliegenden Untersuchung liegen die unter b) und e) angegebenen Meßmethoden zugrunde. Wie Tab.2.2 zeigt, wird also die nahezu vollständige Bestimmung aller Streuamplituden für die einfach-inelastische Reaktion angestrebt; für die Doppelanregung werden die Spin-Alignment-Korrelationen gemessen.

Eigenschaften der γ -Nachweisapparatur	damit meßbare Observable ¹⁾	abgeleitete Meßgrößen
für die einfach-inelastische Streuung		
a) -empfindlich auf Photonenhelizität ($\mathcal{J}, \varphi$)-ortsauflösend	$a_m^2, (\delta_m - \delta_0)$	P_{zz}, P_z
b) -($\mathcal{J}, \varphi$)-ortsauflösend (Sonderfall: 'In Plane'-Methode)	$a_m^2, (\delta_m - \delta_0)$ Zweideutigkeit: $a_m^2 \leftrightarrow a_{-m}^2, \delta_m \leftrightarrow \delta_{-m}$	$P_{zz}, P_z $
c) - $\mathcal{J}$ -ortsauflösend ('Out of Plane'- Methode)	$a_m^2 + a_{-m}^2$	P_{zz}
für die doppelt-inelastische Streuung		
d) - $\mathcal{J}$ -ortsauflösend ('Out of Plane'- Methode)	$a_m^2 + a_{-m}^2$	P_{zz}
e) - koinzidenter Nach- weis beider γ 's mit $\mathcal{J}$ -Ortsauflösung		$P \quad m_1 m_2 , P_{zz}$

Tab.2.2: Meßmethoden und Meßgrößen.

¹⁾ die zusätzliche Bestimmung von $d\sigma/d\Omega$ liefert den Faktor, mit dem die a_m^2 zu multiplizieren sind, um die tatsächlichen Beträge der Streuamplituden zu bekommen.

3. Apparatur und Experiment

Gemäß den Betrachtungen in Kap.2 besteht die wesentliche Forderung an die Meßeinrichtung in einem ortsempfindlichen Nachweis sowohl der Reaktionsprodukte als auch der emittierten γ -Quanten über einen möglichst großen Winkelbereich. Ein Kristallkugelspektrometer in Verbindung mit ortsempfindlichen Halbleiterzählern ist in idealer Weise für diese Aufgabe geeignet. Die Verwendung von Halbleiterdetektoren für den Teilchennachweis bietet sich aufgrund ihrer geringen räumlichen Ausdehnung und der damit verbundenen geringen γ -Absorption an.

Abb.3.1 zeigt den prinzipiellen experimentellen Aufbau und macht die beiden Funktionen der Apparatur deutlich.

Neben der Ortsmessung erfüllt die Teilchennachweisapparatur zwei weitere Aufgaben: sie liefert die Parameter, die eine Identifikation und Selektion der interessierenden Reaktionsereignisse ermöglichen und definiert außerdem die Quantisierungsachse z.

Die Reaktionsebene, deren Normale die z-Achse bildet, wird von der Eintrittsblende des Zählers PSD₃ festgelegt. Die Ausdehnung dieser trapezförmigen Blende betrug in z-Richtung zwischen 3 und 6 mm. Mit einem Abstand Target-PSD₃ von 88.8 mm und einem Winkelbereich $16.8^\circ \leq \phi_3 \leq 46.7^\circ$ hat diese endliche Zählerhöhe eine maximale Verkippung der Reaktionsebene und damit der Quantisierungsachse um die x-Achse von etwa $\pm 3.2^\circ$ zur Folge. Wir werden im Abschnitt 4.3.2 näher darauf eingehen.

Der definierende Zähler PSD₃ liefert neben der Ortsinformation X₃ die Energie E₃ des Ejektils und den Zeitparameter T₃ (Zeitdifferenz zwischen Strahlpuls und Teilchennachweis). Diese Information allein ist für eine eindeutige Identifizierung der Reaktionsereignisse aber keinesfalls ausreichend. Es wurde daher ein zweiter Detektor PSD₄, der die entsprechenden Parameter X₄, E₄, T₄ für den

Restkern mißt, in einer Ebene mit PSD_3 auf der anderen Strahlseite aufgestellt. Dieses Verfahren für den Teilchen-nachweis ist unter dem Namen 'Methode der kinematischen Koinzidenzen' bekannt. Es hat den großen Vorteil, daß durch die Wahl der von den Zählern überdeckten Winkelbereiche

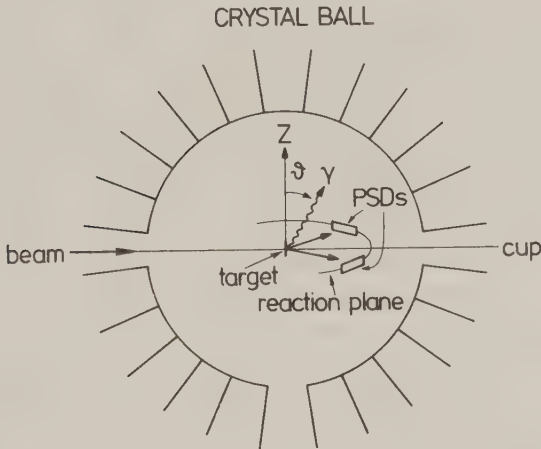
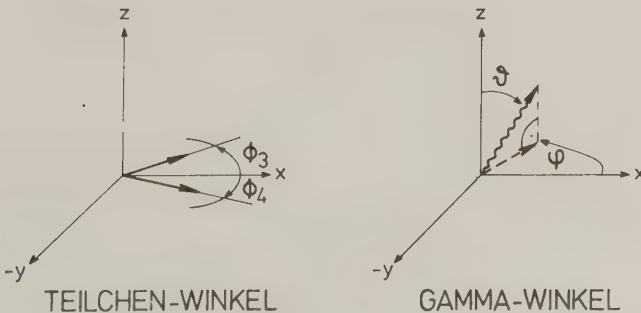


Abb.3.1: Schematische Darstellung der Meßeinrichtung (oberes Bild) und Definition der Winkel (unteres Bild). (Mit PSD werden die ortsempfindlichen Halbleiterdetektoren bezeichnet.)



gleich von Anfang an ein Großteil der nichtinteressierenden Reaktionskanäle unterdrückt werden kann.

Zur Ermittlung der differentiellen Wirkungsquerschnitte muß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur bekannt sein. Da die Halbleiterzähler die ^{12}C -Kerne mit 100% Wahrscheinlichkeit nachweisen, reduziert sich diese Forderung auf die Kenntnis des effektiven, von der Apparatur erfaßten Raumwinkels. Er wird durch die Ausmaße der PSD₃-Blende bestimmt, sofern der sichere Nachweis des Reaktionspartners mit PSD₄ garantiert ist. Um dies zu gewährleisten, muß die Ausdehnung von PSD₄ in z-Richtung genügend groß sein, so daß das Bild der kinematischen Abbildung von PSD₃ auf PSD₄ deutlich kleiner als die effektive Fläche von letzterem ist. Es wurden zwei Zähler mit hinreichen großer Fläche besorgt und getestet: der eine von Fa. Schlumberger (Höhe 14 mm, Breite 50 mm), der andere (Höhe 16 mm, Breite 56 mm) wurde von J. Kemmer im Diodenlabor der TUM hergestellt. Beiden liegt ein gleiches, neuentwickeltes Herstellungsverfahren zugrunde. Bei den Testmessungen mit 5.48 MeV α -Strahlen zeigten sie gute Eigenschaften, hatten jedoch im Experiment aufgrund der ^{12}C -Bestrahlung eine Lebensdauer von nur wenigen Stunden. Aus diesem Grund mußte ein positionsempfindlicher Oberflächensperrschichtzähler der Fa. Schlumberger mit nur 8 mm Höhe (und 50 mm Breite) verwendet werden. Ein Ausgleich dieses Mangels durch eine Reduzierung des Zählerabstands zum Target (er betrug 66 mm) war wegen der stark anwachsenden Zählrate sowie der Verschlechterung der Ortsauflösung nicht möglich. Es ergaben sich daher einige Schwierigkeiten, die in Abschnitt 4.2.2 behandelt werden. Als PSD₃ wurde ein 8x50 mm² großer Detektor der Fa. Ortec eingesetzt.

Eine genaue Ortsmessung bzw. Winkeleichung ist nicht nur für die Datenanalyse hilfreich; sie ist klarerweise Grundvoraussetzung für die Untersuchung der Abhängigkeit der Streuamplituden vom Streuwinkel. Für die Justierung der Detektoren wurde daher ein optisches Verfahren angewendet: Ein auf einer Achse montierter Spiegel wurde ins Streukammerzentrum positioniert. Dieser wurde dann mithilfe des Fernrohres durch eine Art Autokollimationsverfahren senkrecht zur optischen Achse eingestellt. Durch Drehung des Spiegels um die Streunormale - der Drehwinkel wurde auf

einer Noniusskala abgelesen - konnten die Fixpunkte, wie etwa die Zählerränder und die vor PSD_3 montierten 0.5 mm dicken Drähte gesehen werden und mit dem Fadenkreuz des Fernrohres zur Deckung gebracht werden. Die Drähte erscheinen als 'Schatten' im Ortsspektrum (vgl. Abb.4.1), die dazu korrespondierenden Winkel wurden auf diese Weise mit einer Genauigkeit von 0.3° gemessen.

Zur Strahlfokussierung wurde ein Kollimatorrohr, das mit einer Tantalblende von 6 mm Durchmesser und einem Abstand zum Target von ca. 40 mm sowie mit einer Antistreublende von $\phi=8$ mm versehen war. Außerdem wurde zum Strahlfädeln eine $2 \times 3 \text{ mm}^2$ ovale Lochblende mit kleiner Achse in z-Richtung ins Streukammerzentrum gefahren. Zwei dünnwandige Kugelschalen aus Aluminium mit 24 cm Radius bildeten die Streukammer. Abb.3.2 zeigt die beschriebene Anordnung.

Das Darmstadt-Heidelberger Kristallkugelspektrometer besteht aus 162 kegelstumpfförmigen NaJ-Szintillationszählern mit penta- bzw. hexagonalen Grundflächen, die dichtgepackt eine Kugelschale mit 20 cm Dicke und einem Innenradius von 25 cm bilden. Wir wollen hier nur diejenigen Eigenschaften dieser komplexen γ -Nachweisapparatur anführen, die von besonderer Wichtigkeit für dieses Experiment sind (ausführliche Informationen finden sich in MHH83):

- das Vermögen, jedes emittierte 4.44 MeV γ -Quant mit 90%-Wahrscheinlichkeit (HEN84) nachzuweisen, ermöglicht eine detaillierte Messung mit guter Statistik in angemessener Zeit.

- die Gleichheit der Öffnungswinkel und der intrinsischen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Einzelelemente untereinander vereinfacht in außerordentlicher Weise die Datenanalyse. Darüber hinaus werden systematische Fehler, die solchen Messungen meist zu eigen sind und in der unsicheren Kenntnis der 'Efficiency' der Apparatur begründet liegen, weitgehend ausgeschaltet. Für die Ermittlung der Ergebnisse wird nämlich die absolute γ -Nachweiswahrscheinlichkeit nicht benötigt, da die Kristallkugel die γ -Strahlung über nahezu 4π (genauer

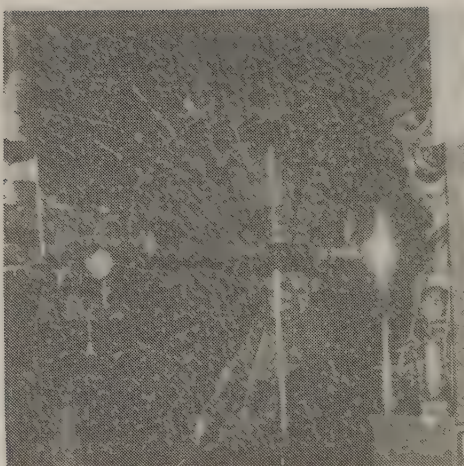
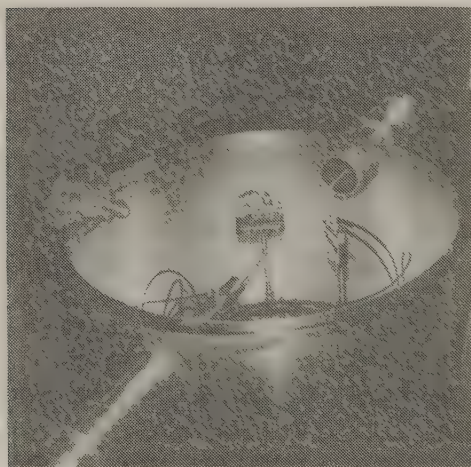


Abb.3.2, oberes Bild: Blick auf eine Hälfte des Kristallkugelspektrometers (Strahlrichtung von rechts nach links). Die Detektormodule, bestehend aus NaJ-Kristall, Photomultiplier, Vorverstärker und einem Trägerrohr, sind auf einem wabenartigen Gestell montiert.



unteres Bild: Blick auf das Innere der Streukammer. Es sind die beiden Teilchenzähler (PSD) mit ihren Blenden sowie das Kollimatorrohr zu sehen (Strahlrichtung von links unten nach rechts oben).

4Π-3/162, weil 3 Detektoren wegen Einbau der Streukammer entfernt werden müssen) mit räumlich gleichbleibender Wahrscheinlichkeit registriert. Dies wurde am Schluß der Messung mit einer im Streukammerzentrum befindlichen ^{88}Y -Quelle überprüft.

- die Symmetrie der Zähleranordnung - es stehen sich jeweils 2 NaJ diametral gegenüber - hat zur Folge, daß eventuelle experimentelle Unzulänglichkeiten (z.B. Strahlverschiebung, vgl. Abschnitt 4.2.2) kontrollierbar und korrigierbar sind. Desgleichen beeinträchtigen die 'natürlichen' Störfaktoren wie Rückstoß-, Dopplereffekt etc. (vgl. Abschnitt 4.3.3) die Qualität der Daten nur wenig, da die Korrekturen genauer und leichter zu bewerkstelligen sind. In vielen Fällen werden sie 'automatisch' von der Apparatur durchgeführt: z.B. durch Kompensation der Effekte in zwei sich gegenüberstehenden Detektoren.

Ohne das Vorhandensein dieser Apparatur und des dazugehörigen perfektionierten Systems, das Elektronik und Datenverarbeitung mit einschließt, wäre die vorliegende Untersuchung mit angemessenem experimentellen Einsatz kaum möglich gewesen.

Das verwendete elektronische System ist naturgemäß sehr komplex und schnell. Wir geben hier nur einen Überblick über die Aufgaben der Kristallkugelelektronik (für weitere Informationen s. z.B. HWH83): Sie besteht aus einem Logikkreis, der das Ereignis nach vorgewählten Kriterien (γ -Summenenergie, γ -Multiplizität, Teilchenkoinzidenzen etc.) sehr schnell überprüft und im Falle einer ja-Entscheidung das ADC-System startet; einem Analogkreis, der die Energie- und Zeitsignale verarbeitet, sowie einem Kontrollkreis zur komfortablen Einstellung und Kontrolle der Modulparameter (Hochspannung, CFT-Schwelle, Signalverstärkung etc.) mithilfe eines Rechners.

Die Elektronik für den Teilchenkreis war demgegenüber äußerst einfach; es wurden Standardmodule wie Verstärker, Koinzidenzeinheit, TAC ('Time to Amplitude Converter') etc. benutzt.

Das logische Prinzip der gesamten Meßelektronik bestand in der Überprüfung auf Gleichzeitigkeit (innerhalb eines Zeitfensters von etwa $1 \mu\text{s}$) von 4 Impulsen: der erste signalisiert das Vorliegen einer Teilchen-Teilchen-Koinzidenz, der zweite das Ansprechen der Kugel auf mindestens ein γ -Quant, der dritte den Strahlpuls und der

vierte die Aufnahmebereitschaft des PDP11/45 'on-line'-Rechners. War dieses logische UND gleich 1, so wurden die Meßparameter $E_3, X_3, T_3, E_4, X_4, T_4$ sowie für jedes im Detektor i nachgewiesene γ dessen Energie, Zeit und Detektornummer i auf Magnetband mit 6250 BpI aufgeschrieben.

Die Durchführung des Experiments erfolgte am MP-Tandem-Beschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg. Ein gepulster ^{12}C -Strahl (Pulsbreite 1 ns, Pulsabstand 74 ns) mit einer durchschnittlichen Intensität von 40 nA wurde zum Beschuß eines $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken ^{12}C -Targets verwendet. Zur Unterdrückung der δ -Elektronen wurde am Target eine Hochspannung von 7 kV angelegt. Die mittlere Meßzeit für eine der neun Einschußenergien betrug etwa 12 Stunden. In Tab.3.1 sind zur Orientierung einige Zählraten angegeben. Die Totzeit lag in der Größenordnung von 20%.

PSD ₃ -Einzelrate	2 kHz
PSD ₄ -Einzelrate	4 kHz
Kugel-Einzelrate	200 kHz
T-T-Koinzidenzrate	330 Hz
T-T- γ -Koinzidenzrate	120 Hz

Tab.3.1: Durchschnittliche Zählraten (T steht für Teilchen).

4. Analyse der Daten

Die Auswertung gliedert sich in zwei Teile: anhand der Meßparameter werden zuerst die Reaktionsereignisse sortiert und ausgewählt; die jeweiligen Zählraten der 'guten events' bilden sodann die Ausgangsbasis für die Berechnung der im Kap.2 vorgestellten Meßgrößen.

Der erste Schritt erfolgte am VAX-Rechner des MPI-Heidelberg. Mit dem Auswerteprogramm 'LISA' konnte die Akkumulation der interessierenden Ereignisse in Form von mehrdimensionalen Spektren recht elegant und schnell durchgeführt werden. Auf Magnetband gespeichert wurden die komprimierten Daten sodann nach München gebracht, wo die Berechnungen der Ergebnisse (Abschnitt 4.3) sowie die notwendigen Korrekturen (Abschnitt 4.2) an der PDP-10-Rechananlage des Beschleunigerlaboratoriums durchgeführt wurden.

4.1. Sortierung der Ereignisse

4.1.1. Analyse der Teilchenparameter

Abb.4.1 vermittelt einen Eindruck über das Verhältnis der 'echten'- zu Untergrundereignissen, die mit der geschilderten PSD-Anordnung erfaßt wurden. Die beiden kinematischen Zweige der einfach- und doppelt-inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktion ragen deutlich heraus. Der restliche Teil setzt sich aus zufälligen elastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuereignissen, einigen inelastischen $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ -Reaktionen mit der ^{16}O -Verunreinigung des Targets, sowie Ereignissen des Typs $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}^*$ zusammen; eine beträchtliche Anzahl der im Bild zu sehenden Punkte rührt von 3-Körperzerfällen

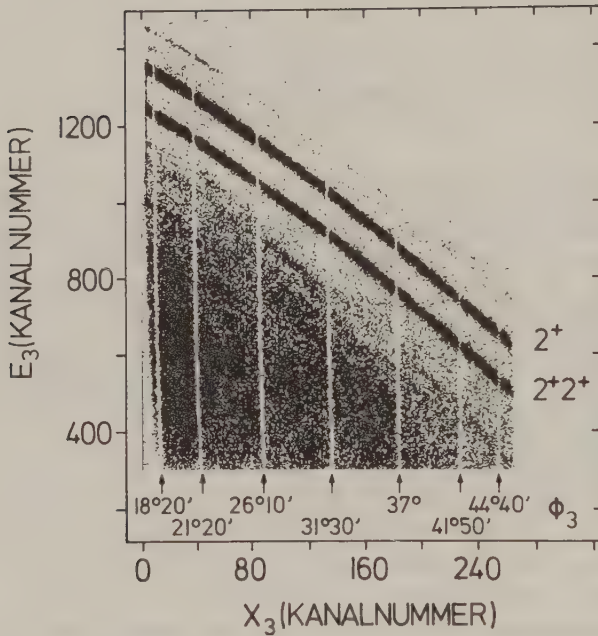


Abb.4.1: Energie der Ejektile gegen Ort in PSD_3 . Die durch Pfeile markierten hellen Streifen sind die 'Schatten' der zwecks Ortseichung angebrachten Drähte vor dem Eintrittsfenster von PSD_3 (näheres s. Text).

her.

Eine Trennung dieser Vielzahl von Ereignistypen läßt sich sehr bequem mit Hilfe von Q-Wert- und Massenspektren durchführen. In die Q-Wert-Berechnung gehen neben der Einschußenergie E_{lab} nur E_3 und E_4 , die Laborenergien der Reaktionsprodukte ein:

$$Q = (E_3 + E_4) - E_{lab} \quad (4.1)$$

Die Berechnung der Massen hingegen erfordert zusätzlich die Kenntnis der Winkel ϕ_3 und ϕ_4 wie folgende, aus Energie-

und Impulssatz leicht ableitbare Formel zeigt (KON80):

$$A_{3(4)} = \frac{E_{\text{lab}} \cdot A_1 \cdot \sin^2 \phi_{4(3)}}{E_{3(4)} \cdot \sin^2(\phi_3 + \phi_4)} \quad (4.2)$$

A_1 bezeichnet die Projektilmasse und ist bekannt; die übrigen Parameter bekommt man aus den jeweiligen Spektren mithilfe der Eichkonstanten. Letztere wurden aus dem Vergleich der gerechneten $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Kinematik für die 2^+ -Anregung mit den jeweiligen kinematischen Zweigen in den Korrelationsmatrizen X_3-E_3 , X_3-X_4 , X_3-E_4 gewonnen. Die Umrechnung der X_3 -Parameter in Winkel ergab sich direkt anhand der von den Drähten markierten Fixpunkte (vgl. Abb 4.1 und Abschnitt 4.2.1).

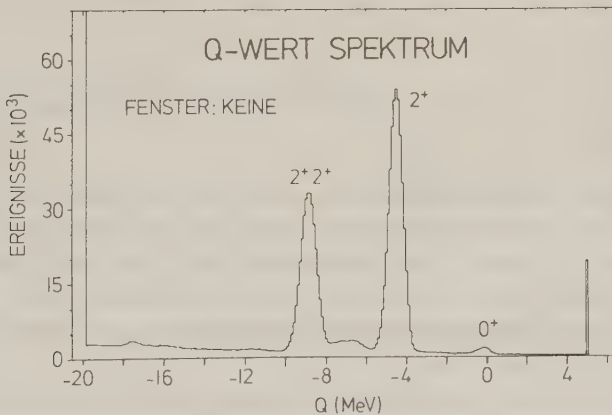


Abb.4.2: Q-Wert Verteilung der Ereignisse bei $E_{\text{lab}}=59.4$ MeV.

Ein typisches Q-Wert Spektrum zeigt Abb.4.2. Die Linie der Doppelanregung ist deutlich breiter als die der Einfachanregung, was auf die stärkere Dopplerverbreiterung bei der Emission von 2 γ -Quanten zurückzuführen ist. Neben diesem Verschmierungsprozess (ein 4.44-MeV Photon bewirkt im Mittel eine Energieunschärfe von etwa 400 keV) trägt der Energieverlust im Target mit ca. 200 keV sowie die

Zählerauflösung von etwa 2×150 keV zur Verbreiterung der 4.44-MeV Linie auf etwa 700 keV FWHM bei. Die beiden Linien der inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung werden außer von zufälligen und Mehrkörperzerfallsereignissen - wobei jeweils nur 2 Reaktionsprodukte nachgewiesen wurden - hauptsächlich von Reaktionen an der ^{16}O -Verunreinigung mit Anregung von ^{12}C zum $2^+(4.44 \text{ MeV})$ oder der Zustände um 7 MeV in ^{16}O gestört.

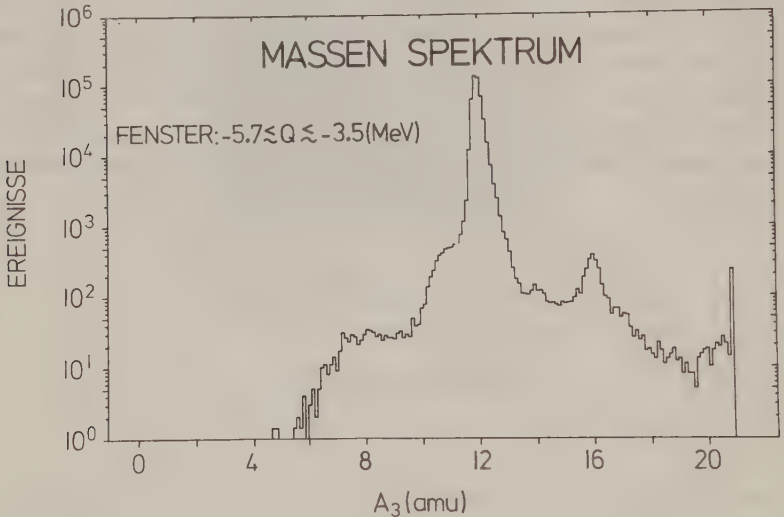


Abb.4.3: Massenverteilung der Ejektile nach der Q -Wert Selektion ($E_{lab}=59.4 \text{ MeV}$).

Dies zeigt auch das Massenspektrum in Abb.4.3, wo die ^{16}O -Linie deutlich zu sehen ist. Die Asymmetrie der $A=12$ Massenverteilung ist das Ergebnis des bedeutend größeren Energieverlusts im Target der Ejektile mit kleiner Energie, respektive mit großem Winkel θ_3 (vgl. Gl. (4.2)). Wie das Bild zeigt, ist bereits nach diesem ersten Säuberungsschritt anhand des Q -Werts ein erheblicher Teil der unerwünschten Ereignisse eliminiert; das Verhältnis Untergrund zu echten Ereignissen liegt im $\%$ -Bereich.

Zur Unterdrückung der zufälligen Treffer wurden entsprechende Fensterbedingungen in den beiden 2-dimensionalen Zeitspektren X_3-T_3 bzw. X_4-T_4 verlangt; die binären Reaktionskanäle mit $A=16$ und $A=20$ sowie ein Großteil der 3-Körperereignisse konnten mithilfe der berechneten Massen A_3 und A_4 eliminiert werden. Es ergab sich schließlich ein Verhältnis Untergrund zu guten Ereignissen im Bereich 10^{-3} . Eine zusätzliche Messung der Z-Parameter, wie sie bei der Suche nach quasimolekularen γ -Zerfällen durchgeführt wurde, erlaubt eine Verbesserung dieses Verhältnisses um etwa 3-4 Größenordnungen (HEN84).

Die Selektion des doppelt-inelastischen Streukanals erfolgte in ganz analoger Weise zu dem eben skizzierten Fall der Einfachanregung.

4.1.2. Analyse der γ -Parameter

Nachdem nun die 'guten' Reaktionseignisse ausgewählt sind, wollen wir uns die dazugehörige γ -Strahlung ansehen, mit dem Ziel, auch hier den Untergrund anhand der gemessenen E_γ - und T_γ -Parameter so weit wie möglich zu reduzieren. Wir beschränken uns wiederum auf die Einfachanregung.

Als Beispiel zeigt Abb 4.4 das Energiespektrum eines in der Reaktionsebene befindlichen Zählers. Außer der 511 keV Linie sind im korrigierten Spektrum zwei weitere zu sehen: die niederenergetische Linie wird von den Photonen des Restkerns verursacht und ist wegen der im Mittel etwa 90° betragenden Summe $\phi_4 + \varphi$ nicht Dopplerverschoben; hingegen bewirkt die annähernde Kollinearität der γ - und der mit PSD_3 gemessenen Ejektilimpulse eine maximale Dopplerverschiebung ΔE_D . Die endliche PSD -Ausdehnung führt zu einer

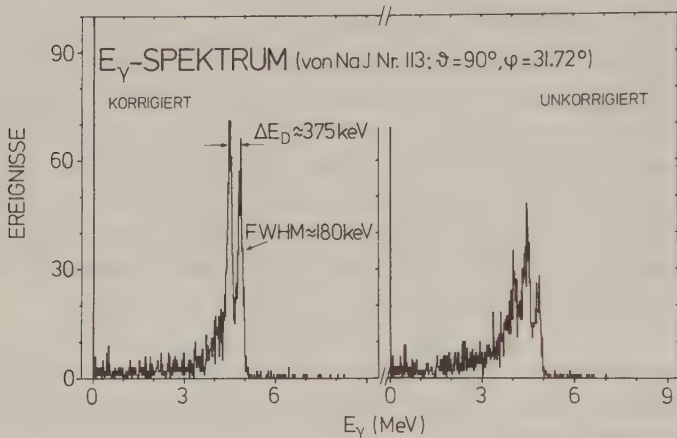


Abb.4.4: Energiespektren der zu $Q=4.44 \text{ MeV}$ zugehörigen Photonen für einen Kristall in der Reaktionsebene ($E_{\text{lab}}=59.4 \text{ MeV}$).

Das unkorrigierte Spektrum gibt die Verteilung der im Einzelkristall (Zentraldetektor) deponierten γ -Energie wieder; das 'korrigierte' hingegen basiert auf der Summe der im Zentraldetektor und in den 6(5) unmittelbar benachbarten NaJ's gemessenen Energien (s. auch Text).

geringfügigen Dopplerverbreiterung. Daher dürfte die intrinsische Auflösung dieses NaJ-Kristalls besser sein als die im Bild angegebene Breite. Die Stärke der beiden Linien ist gleich, da wegen der Symmetrie des Systems die Anregung des Targetkerns mit gleicher Wahrscheinlichkeit erfolgt, wie die des Projektils.

Aus dem Vergleich der beiden dargestellten Spektren ist zu erkennen, daß die Wahrscheinlichkeit für eine unvollständige Absorption des primären γ -Quants im Einzeldetektor beträchtlich ist. Es sind fast ausschließlich niederenergetische γ -Quanten, die nach einem Compton- bzw. Paarvernichtungsprozeß aus dem Zentraldetektor entweichen

und erst in einem der Nachbardetektoren nachgewiesen werden. Dies zeigt in qualitativer Weise der Spektrenvergleich: im unkorrigierten Spektrum sind neben den Photolinien die beiden 'single-escape-Peaks' (zwei Linien überlagern sich!) sowie eine deutlich höhere Stärke im Comptonkontinuum zu erkennen. Das korrigierte Spektrum macht außerdem deutlich, daß selbst im Detektorcluster, bestehend aus 6 (bzw. 5) benachbarten NaJ's, die Energie der 4.44 MeV γ 's nicht immer vollständig deponiert wird (weshalb auch nicht für jedes Ereignis entschieden werden kann, von welchem Reaktionsprodukt das γ -Quant emittiert wurde). Die noch entweichenden Photonen werden zum Großteil im Rest der Kugel nachgewiesen (für eine quantitative Analyse der Multiplizität vgl. HEN84).

Für die γ -Selektion sind 3 Kriterien wichtig:

- es ist sicherzustellen, daß die Impulsrichtung des primären γ -Quants unverfälscht gemessen wird.
- alle Zähler müssen gleich behandelt werden, damit die Nachweiswahrscheinlichkeit ortsunabhängig bleibt.
- es sind nur diejenigen γ 's auszuwählen, die von 'guten' Reaktionsereignissen stammen.

Der γ -Ort wird falsch gemessen, wenn das 4.44 MeV Photon z.B. in der Kammerwand gestreut wurde oder bei einem Nachweis in mehreren Zählern der 'falsche' genommen wird. Um dies zu vermeiden, wurde zum einen für die korrigierte γ -Energie ein Minimum von 2.5 MeV verlangt und zum anderen die Nummer desjenigen Detektors aufgeschrieben, in welchem die größte Energiemenge im Falle eines Mehrfachtreffers deponiert würde. Dieses Verfahren findet seine Rechtfertigung darin, daß nach einem unvollständigen Absorptionsprozeß fast ausschließlich niederenergetische Photonen entweichen, wie die Datenanalyse und die Theorie der Comptonstreuung zeigt.

Um der zweiten Forderung - die auf gleiche Fensterbedingungen in den einzelnen E_γ -Spektren hinausläuft - genüge zu leisten, muß der beträchtlichen Dopplerverschiebung Rechnung getragen werden. Wird nämlich für alle Zähler die gleiche Fensterbedingung verlangt, so wird beispielsweise im Falle einer Dopplerverschiebung zu höheren Energien ein

größerer Spektrenbereich erfaßt als für den Fall ohne Verschiebung (vgl. Abb 4.5 und Abb.4.4).

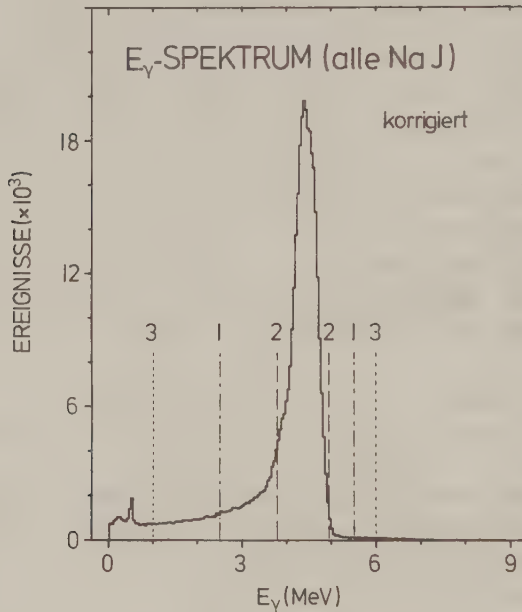


Abb.4.5: Verteilung der korrigierten γ -Energie aller $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ Reaktionsereignisse von 'run 7' ($E_{\text{lab}}=59.4$ MeV) und die für die Analyse verlangten Fensterbedingungen (s. Text).

Dieser Unterschied beträgt für Fenster 1 in Abb.4.5 maximal 5%. Nun besitzt aber jeder NaJ der Kristallkugel sein Gegenstück diametral gegenüber, d.h. in dem einen wird die Linie um einen Betrag ΔE_D zu größerer Energie, im anderen um $-\Delta E_D$ verschoben sein. Werden nun aber beide Zähler zusammengefaßt und liegen die Fenstergrenzen im flachen Teil des Spektrums (z.B. so wie die der Fenstersätze 1 und 3 in Abb.4.5), so hebt sich der Effekt näherungsweise heraus. Die hier diskutierten möglichen Fehlerquellen wurden auf empirische Weise für einige Energien untersucht: die Ergebnisse, die für die drei, in Abb.4.5 eingezeichneten Fensterbe-

dingungen erhalten wurden, zeigten keine signifikanten Unterschiede. Wir werden im Abschnitt 4.3.4 auf diesen Aspekt zurückkommen.

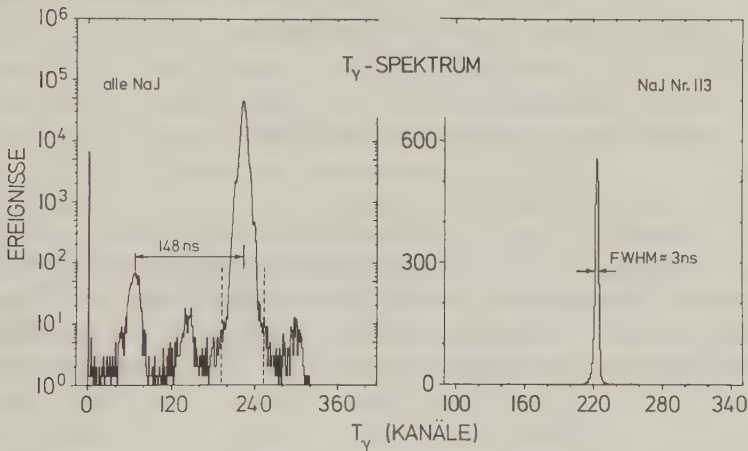


Abb.4.6: Spektren der Zeitdifferenz zwischen γ -Nachweis und Strahlpuls ($E_{lab}=59.4$ MeV). Die zufälligen Koinzidenzen mit benachbarten Pulsen ergeben die schwachen Linien im linken Bild.

Als letztes wollen wir uns dem Untergrund zuwenden. Da die Auswahl der Reaktionsereignisse bereits über die Teilchenparameter erfolgte, ist das gezeigte E_γ -Spektrum schon nahezu untergrundfrei. Es sind nur noch zufällige γ -Treffer vorhanden, die mithilfe der Zeitinformation zu eliminieren sind. Abb.4.6 zeigt ein typisches Zeitspektrum eines Einzelkristalls sowie die Vereinigungsmenge aller 159 T_γ -Spektren. Im letzteren ist die prompte γ -Linie sehr viel breiter als die im rechten Bild. Dies liegt daran, daß die elektronische Einstellung, die vor der Messung mit Eichquellen durchgeführt wurde, für den Zeitkreis nicht so genau möglich war wie die für den Energiekreis (man vergleiche Abb.4.5 und beachte die Schärfe der 511 keV Linie). Eine individuelle Energie- und Zeiteichung der Detektoren wurde nicht vorgenommen, da der Energieabgleich sehr gut war und andererseits das Zeitspektrum in der

Umgebung des prompten Peaks fast untergrundfrei ist. Es sind vor allem die zu benachbarten Strahlpulsen korrespondierenden Untergrundereignisse, die zu eliminieren sind. Es wurde für alle NaJ's das gleiche Zeitfenster, wie es in Abb.4.6 eingezeichnet ist, verwendet.

4.2. Korrektur der Strahlfleckposition

Die Problematik der Stahlverschiebung während eines 'runs' wurde in den vorangegangenen Abschnitten mehrfach angedeutet. Die nächsten beiden Abschnitte zeigen, wie sich dieser störende Effekt bemerkbar macht, wie er korrigiert wurde und welche Fehler sich daraus für die Endergebnisse ergeben.

4.2.1. Korrektur in y-Richtung

Eine Abweichung des Strahls von der Sollachse bewirkt eine falsche Messung der Teilchenstreuwinkel, da die Winkelmessung (bzw. -eichung) auf die Sollachse bezogen ist. Die Energie des Reaktionsprodukts wird hingegen richtig 'gemessen'. Eine Berechnung des Transversalimpulses der beiden auslaufenden Teilchen

$$\Delta p^{\perp} := \sqrt{2mE_3} \sin \phi_3 - \sqrt{2mE_4} \sin \phi_4 \quad (4.3)$$

ergibt demzufolge $\Delta p^{\perp} = 0$ im Falle einer Übereinstimmung der Strahlachse mit der Sollachse und einen Wert $\Delta p^{\perp} = \sqrt{2mE_{\text{lab}}} \cdot \sin \Delta \phi$ für den Fall, daß die tatsächliche Strahlachse durch das Targetzentrum führt, aber um $\Delta \phi$ von der Sollachse abweicht. Wie man leicht einsieht, gilt dann:

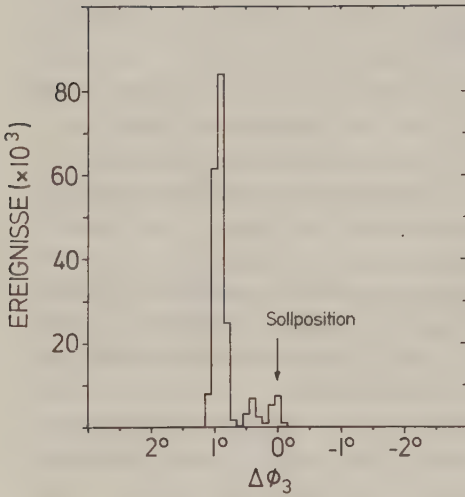
$$\Delta\phi_3 = -\Delta\phi_4 = \Delta\phi \approx \sin\Delta\phi = \frac{\Delta p^\perp}{\sqrt{2mE}|q_b|} \quad (4.4)$$

Aus der Berechnung des Transversalimpulses $\Delta p^\perp$ läßt sich also der Korrekturwert $\Delta\phi_3$ für die Ortseichung gewinnen. Eine andere Möglichkeit der Strahlabweichung besteht in einer Parallelverschiebung zur Sollachse. Dies ist wegen der endlichen Auflösung vom erstgenannten Fall nicht zu unterscheiden, führt aber im Mittel zum gleichen Korrekturwert $\Delta\phi_3$, der jetzt allerdings ortsabhängig ist. Eine Abschätzung des daraus resultierenden größtmöglichen Fehlers ergibt einen Wert von $\Delta(\Delta\phi_3) = 0.15^\circ - 0.2^\circ$ bei der größten notwendigen Korrektur der Strahlposition von $\Delta\phi_3 = 1.6^\circ$.

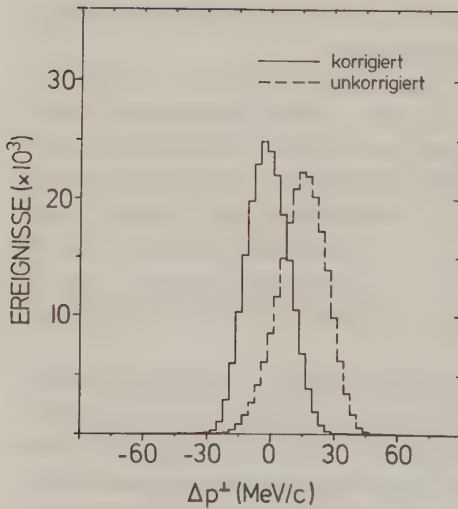
Das Korrekturverfahren wurde in der Weise durchgeführt, daß zunächst für die ersten 1000 einfach-inelastischen Ereignisse des 'runs' die Transversalimpulse $\Delta p^\perp$ ausgerechnet und deren Mittelwert gebildet wurde. Ein Vergleich dieses Wertes mit dem Mittelwert für jeweils 100 aufeinanderfolgende Ereignisse liefert den Korrekturwert $\Delta\phi_3$ für die nächstfolgenden 100 Ereignisse.

Als Beispiel zeigt Abb.4.7 das Ergebnis für einen 'run'. Es wurde jedes Ereignis gezählt. Aus der Breite der Impulsverteilung läßt sich die effektive Strahldivergenz abschätzen. Die Breite von etwa 24 MeV/c entspricht einem Winkel von etwa 1.15° . Berücksichtigt man die Zählerauflösung von 0.3° sowie den γ -Rückstoß von etwa 0.3° , der ebenfalls zu einer effektiven Impulsverbreiterung führt, so ergibt sich die effektive Divergenz des Strahls zu $0.7^\circ - 0.8^\circ$.

Als Konsequenz dieser experimentellen Unzulänglichkeit ergibt sich ein größerer Fehler für den Streuwinkel sowie eine gewisse Schwierigkeit bei der Bestimmung der Polarisation, wie in Abschnitt 4.3.4 diskutiert werden wird. Der mittlere Fehler für die c.m.-Streuwinkel wird auf 0.4° bei 90° geschätzt und steigt kontinuierlich auf 0.8° für die kleinsten gemessenen Winkel um 40° an. Dieser Anstieg ist hauptsächlich auf die Unkenntnis der Art der Strahlverschiebung (s. oben) zurückzuführen.



a) Anzahl der einfach-inelastischen Reaktionseignisse als Funktion der Strahlverschiebung gegenüber der Sollachse.



b) Transversalimpulsverteilung $\Delta p^\perp$ (siehe Text) mit und ohne korrigierten Teilchenstreuwinkeln.

Abb.4.7: Die Korrektur der Strahlposition in y -Richtung für 'run 8' ($E_{\text{lab}}=63$ MeV).

4.2.2. Korrektur in z-Richtung

Die Strahlverschiebung in vertikaler Richtung führt aufgrund der geringen z-Ausdehnung des Behelfszählers PSD₄ (vgl. Abschnitt 3 S. 28) zu einer Asymmetrie der γ -Zählrate in der oberen, zu der in der unteren Kugelhälfte (Abb.4.8).

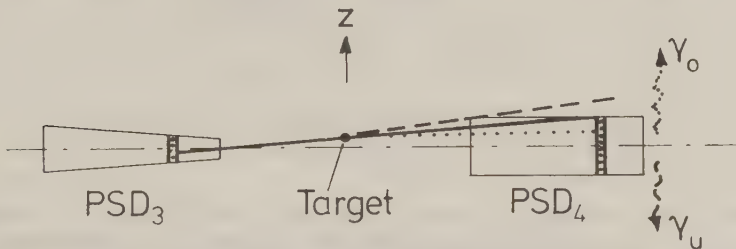


Abb.4.8: Skizze zur Erläuterung des Effekts, der zu einer γ -Asymmetrie führt: Wird das Photon vom Restkern nach oben emittiert, so führt der γ -Rückstoß zum Nachweis des Kerns in PSD₄; im Falle einer Emission nach unten, gelangt der Restkern nicht mehr in PSD₄ und das Ereignis geht verloren.

Diese Asymmetrie ist als Funktion des Streuwinkels in Abb.4.9a gezeigt und wie folgt definiert:

$$\text{Asymmetrie} := \sum_i \frac{N_O^i - N_U^i}{N_O^i + N_U^i} \cdot 100 = \sum_i V_i \cdot 100 \quad (4.5)$$

wobei N_O^i , N_U^i die γ -Zählraten in einem Ring von NaJ's mit Polarwinkel ϑ_i in der oberen bzw. in der unteren (Polarwinkel $\pi - \vartheta_i$) Kugelschale bezeichnen. Daß es sich tatsächlich um den besagten Effekt handelt, beweist der Verlauf von V_i mit ϑ_i : V_i ist nämlich proportional zu $\cos \vartheta_i$, wie es für einen Rückstoßeffect erwartet wird.

Eine Modellrechnung, die die geometrischen und kinematischen Konstanten sowie die Strahlverschiebung z_0 und Strahlfleckbreite δ_0 als Variable enthält, wurde durchgeführt, um die Auswirkung dieses Störeffekts auf die Ergebnisse zu studieren. Die Asymmetrie wird von Kurve 2 in Abb.4.9a gut beschrieben, das Ergebnis der Rechnung von $z_0 = 2.05$ mm (entspricht einer Strahlverschiebung von 1.3°)

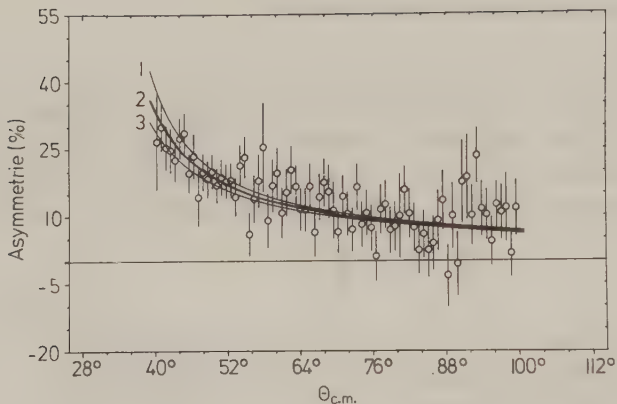


Abb.4.9a: Asymmetrie der γ -Zählrate in der oberen, zu der in der unteren Kugelhälfte als Folge der vertikalen Strahlverschiebung ('run 14', $E_{\text{lab}}=54.5$ MeV). Die Kurven geben die berechneten Asymmetrien für eine Strahlverschiebung $z_0=2.1$ mm (Kurve 1), 2.05 mm (Kurve 2) und 2.0 mm (Kurve 3) und eine Strahlfleckbreite von 0.5 mm wieder.

ist also durchaus vergleichbar mit dem Ergebnis des vorangegangenen Abschnitts. Die Sensitivität der Asymmetrie auf z_0 ist ebenfalls zu sehen, sie ist beträchtlich. Hingegen zeigten sich nur sehr kleine Unterschiede bei Variation von σ_0 (Standardbreite der Gaußverteilung) im Bereich zwischen 0.25 und 1mm.

Der Effekt bewirkt neben der Verzerrung der γ -Intensitätsverteilung, die als Grundlage zur Berechnung von P_{ZZ} , P_Z , etc. dient, zusätzlich auch eine Änderung der 'efficiency' der Teilchennachweisapparatur und ist somit zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte ebenfalls zu berücksichtigen. Die Modellrechnung liefert die Korrekturen. Abb.4.9b zeigt das Ergebnis für die effektive Blendenhöhe von PSD_3 . Darunter ist diejenige Ausdehnung der empfindlichen Zählerfläche in vertikaler Richtung zu verstehen, die unter den tatsächlichen Verhältnissen im Experiment kinematisch vollständig auf PSD_4 abgebildet wird.

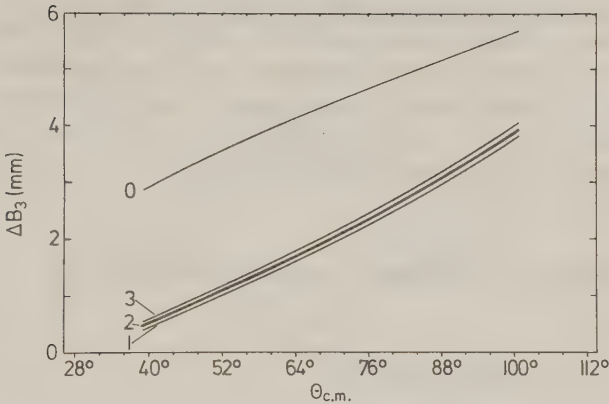


Abb.4.9b: Effektive Blendenhöhe von PSD_3 . Die mit 0 bezeichnete Kurve gibt die tatsächliche geometrische Blendenhöhe an; die übrigen drei sind das Ergebnis der Strahlverschiebung und korrespondieren zu den drei Kurven aus Abb.4.9a (siehe Text).

Sie ist die maßgebliche Größe, die in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingeht. Wie zu sehen ist, bewirkt die Strahlverschiebung eine Änderung der effektiven Nachweiswahrscheinlichkeit der PSD-Anordnung bis zu einem Faktor 6.

Die Konsequenz der γ -Asymmetrie ist erfreulicherweise weitaus weniger dramatisch. Wie die Rechnung zeigt, werden in der oberen Kugelhälfte ebensoviele γ 's hinzugewonnen, wie in der unteren verloren gehen. Werden also die Zählraten von je zwei NaJ's aufaddiert, die spiegelsymmetrisch zur Reaktionsebene stehen, so ist die Korrektur bereits durchgeführt. Der Fehler für die Summenzählrate liegt im $\%$ -Bereich, wie die Rechnung zeigt. Dieses Verfahren ist natürlich nur zulässig, weil die γ -Intensitätsverteilung spiegelsymmetrisch in bezug auf die Reaktionsebene sein muß (vgl. Abschnitt 2.2 S.15). Eine plausible Erklärung für die Aufhebung des Effekts durch Summation läßt sich anhand der Skizze, Abb.4.8 geben: Wird das Photon nach oben emittiert, so würde der Restkern von PSD_4 noch erfaßt, selbst wenn er

ohne γ -Emission bereits auf den Zählerrand auftreffen würde; in der oberen Kugelschale wird also Zählrate hinzugewonnen. Andererseits ginge ein Ereignis, das hypothetisch ohne γ -Emission gerade noch nachweisbar wäre, aufgrund der γ -Abstrahlung nach unten verloren; in der unteren Kugelhälfte ist also die Zählrate zu klein.

4.3. Berechnung der Werte für die Meßgrößen

4.3.1. Wirkungsquerschnitte

Als Ausgangsbasis für die Berechnung der Reaktionsquerschnitte dienen die als Funktion des Teilchenstreuwinkels in Ortsspektren akkumulierten Zählraten $N(\phi_3)$ der einfach- bzw. doppelt-inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktion. Folgende Formel ergibt den Wirkungsquerschnitt im Laborsystem:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi_3) = C \cdot \frac{N(\phi_3)}{\Delta\Omega_{\text{lab}}(\phi_3)} = C \cdot \frac{N}{\Delta\phi_3 \cdot \frac{\Delta B_3}{R_3}} \quad (4.6)$$

Dabei ergibt sich $\Delta\phi_3$ einfach aus dem Kanalabstand im Ortsspektrum und der Ortseichung (im Mittel zu etwa 0.3°), ΔB_3 bezeichnet die effektive Blendenhöhe von PSD_3 und folgt aus der Modellrechnung (vgl. Abschnitt 4.2.2), R_3 ist der Abstand von PSD_3 zum Target und ist wie ΔB_3 von ϕ_3 abhängig. Die Konstante C enthält alle Parameter, die die absolute Größe und die Dimension von $d\sigma/d\Omega$ angeben; also insbesondere auch den integrierten Strom. Dieser wurde nicht gemessen. Die Konstante C wurde daher durch Anpassung der Ergebnisse für die einfach-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung an ältere Daten (COR79, LED84) gewonnen und zur Normierung der doppelt-inelastischen Wirkungsquerschnitte verwendet. Abb.4.10 zeigt die Anpassung bei $E_{\text{lab}}=54.5$ MeV. Die Abweichungen der Daten untereinander sind auf die geringfügig unterschiedlichen Einschußenergien zurückzuführen; die Übereinstimmung des mittleren Verlaufs der Winkelverteilungen

ist ein positiver Test der Strahlverschiebungskorrektur.

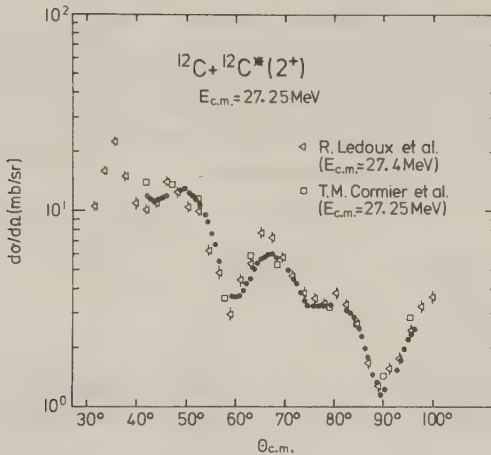


Abb.4.10: Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit (Punkte) mit älteren Daten (s. Text).

Die Transformation der Wirkungsquerschnitte ins Schwerpunktsystem erfolgt durch Multiplikation mit dem Raumwinkelverhältnis Lab.-System zu c.m.-System und Transformation des Winkels ϕ_3 in $\theta_{\text{c.m.}}$.

Der Fehler ergibt sich zum einen aus der Anpassung und zum anderen aus dem Fehler von ΔB_3 . Als Fehlergrenzen für ΔB_3 wurden die den Kurven 1 und 3 in Abb.4.9 entsprechenden Werte angenommen. Demzufolge ist der mittlere Verlauf von $d\sigma/d\Omega$ mit einem Steigungsfehler von 15% für die einfach-inelastische Reaktion und von etwa 20% für die doppelt-inelastische behaftet. Der Fehler für die Absolutnormierung wird auf 10% geschätzt.

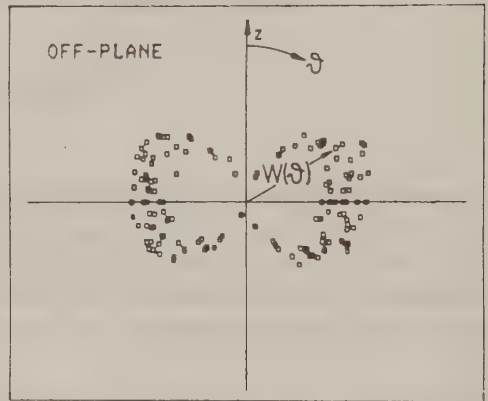
Für $E_{\text{lab}} = 49.5 \text{ MeV}$ konnten wegen eines technischen Problems mit PSD₄ während 'run 4' keine Wirkungsquerschnitte zuverlässig bestimmt werden.

4.3.2. Spin-Alignment

In diesem Abschnitt wird die Ermittlung des Spin-Alignments P_{zz} nach der 'Out-of-Plane'-Methode (Abschnitt 2.2) diskutiert. Wir gehen also von der θ -Abhängigkeit der γ -Intensitätsverteilung aus. Abb.4.11 zeigt diese für eine Einschubenergie.

Abb.4.11:

θ -Abhängigkeit der gemessenen γ -Intensitätsverteilung bei $E_{\text{lab}}=51.2$ MeV für die einfach-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung. Der Abstand der Quadrate vom Ursprung ist proportional zu den nachgewiesenen



γ -Zählraten in den Einzelkristallen des Spektrometers, summiert über den Teilchenstreuungsbereich $60^\circ \leq \theta_{\text{C.m.}} \leq 90^\circ$. Die beiden Bildhälften entsprechen den beiden Kugelhälften links bzw. rechts vom Strahl. (In der starken Streuung der Meßpunkte äußert sich neben dem statistischen Fehler auch die Nichtisotropie der Intensität in φ -Richtung (vgl. Abschnitt 2.2), die sich durch die Summation über $\theta_{\text{C.m.}}$ nur teilweise aufhebt. Die 'unten-oben'-Asymmetrie ist die Folge der Strahlverschiebung (Abschnitt 4.2.2).)

Die Ähnlichkeit dieser Verteilung mit dem $|m|=2$ -Muster der Quadrupolstrahlung (Abb.2.1) ist deutlich zu erkennen.

Zur Berechnung des Alignments wurden die 159 NaJ's nach ihrer θ -Koordinate in 5 ringförmige Gruppen K unterteilt (eine Gruppe umfaßt alle Detektoren, deren Polarwinkel in einem gewissen Bereich $\theta_{\text{min}} \leq \theta \leq \theta_{\text{max}}$ bzw. $(\pi - \theta_{\text{max}}) \leq \theta \leq (\pi - \theta_{\text{min}})$ liegen) und die γ -Zählrate $N(k)$ für

jede Gruppe in Abhängigkeit von $\theta_{c.m.}$ aus den Einzelzählraten bestimmt. Damit ist die Zusammenfassung der unteren und oberen Kugelhälfte und somit die in Abschnitt 4.2.2 behandelte Korrektur bereits durchgeführt.

Integration von Gleichung 2.4c über den Raumwinkel aller Zähler einer Gruppe liefert das Gleichungssystem (vgl. auch Abschnitt 2.2, S. 20):

$$\frac{N(k)}{\sum_k N(k)} = \sum_m P_{|m|} W_{|m|}(k), \quad k=1,2,\dots,5 \quad (4.7)$$

$$\text{mit } W_{|m|}(k) := \int |x_{2m}(\mathcal{J})|^2 d\Omega.$$

über alle NaJ aus K

Als lineares Gleichungssystem kann es leicht gelöst werden, womit sich die Meßgrößen $P_{|m|}$ als Funktion von $\theta_{c.m.}$ ergeben.

Dieses Verfahren wurde in gleicher Weise für beide Reaktionskanäle angewandt. In Anhang A sind Unterteilung des Spektrometers in die fünf Gruppen K sowie die Zahlen für $W_{|m|}(k)$ explizit angegeben. Man beachte auch, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Spektrometers in Gleichung 4.7 nicht eingeht, da sie, wie mehrfach angedeutet, ortsunabhängig ist und im Quotienten auf der linken Seite herausfällt. Die 3 fehlenden Zähler sind bei der Berechnung von $W_{|m|}(k)$ explizit berücksichtigt worden.

Es stellt sich nun die Frage nach der Güte dieses recht einfachen Verfahrens. Zwei Fehlerquellen sind zu diskutieren: die Verschmierung der Quantisierungsachse aufgrund der PSD-Ausdehnung und die nichtideale Zylindersymmetrie der ringförmigen Detektorgruppen K (statt von Kreisen mit $\mathcal{J}=\text{const.}$ werden sie von 'wellenförmigen' Kurven $\mathcal{J}=\mathcal{J}(\varphi)$ begrenzt, vgl. Abb. 3.2). Letzteres kann dazu führen, daß sich die Interferenzterme (vgl. Abschnitt 2.2) durch die Summation nicht vollständig herausheben, wie dies für die rechte Seite von Gleichung 4.7 implizit angenommen wird. Der Effekt sollte jedoch klein sein, da die Begrenzungskurven der Detektorringe K eine Periodizität aufweisen, die größer ist, als die der Interferenzterme $\cos(n\varphi)$, ($n=2,4$).

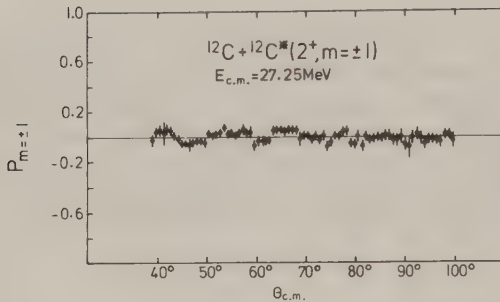


Abb.4.12: Ergebnis für die $|m|=1$ -Wahrscheinlichkeiten.

Es gibt jedoch ein unmittelbares experimentelles Ergebnis, das auf alle vorhandenen Fehler und Unvollkommenheiten sehr sensitiv ist: es ist dies die $|m|=1$ -Wahrscheinlichkeit für die einfach-inelastische Streuung. Nach dem Bohr'schen Theorem sollte sie nämlich Null sein, welches Ergebnis das Experiment in der Tat im Mittel auch liefert (Abb.4.12). Eine genaue Betrachtung des Bildes läßt jedoch eine statistisch signifikante Oszillation um Null im Verlauf von $P_{|m|=1}$ erkennen, mit einem Maximalwert von ca. 5% (bezogen auf $P_{|m|=1}=1$) für die Amplitude. Es wird daher angenommen, daß der maximale systematische Fehler für die $|m|$ -Wahrscheinlichkeiten nach dieser Methode etwa 5% beträgt.

Das Alignment P_{zz} ist mit den gewonnenen Meßgrößen $P_{|m|}$ nach Gleichung 2.15 leicht zu berechnen. Wir werden in Abschnitt 4.3.4 dieses Ergebnis für P_{zz} mit demjenigen vergleichen, das sich aus der θ - und φ -Abhängigkeit der γ -Strahlung ergibt, und eine sehr gute Übereinstimmung feststellen.

4.3.3. Spin-Alignment-Korrelationen

Das Kristallkugelspektrometer erlaubt den ortsempfindlichen Nachweis beider γ -Quanten für jedes doppelt-inelastische Reaktionseignis. Wir zeigen im folgenden, wie mit dieser Information die Korrelationswahrscheinlichkeiten $P_{|m_1| |m_2|}$ bestimmt werden können. Dabei stützen wir uns auf die allgemeine methodische Betrachtung aus Kapitel 2 und auf die Diskussion im letzten Abschnitt.

Die Eliminierung der φ -Abhängigkeit beinhaltet wiederum die Zusammenfassung der Detektoren in Zählerringe; es wurde dieselbe Aufteilung in die, in Abschnitt 4.3.2 definierten, 5 Gruppen K gewählt. Die γ_1 - γ_2 -Zählrate liegt also in Form einer 5×5 dimensionalen Korrelationsmatrix mit Elementen $N'(k_1, k_2)$ vor, die die Ereigniszahlen für den korrelierten Nachweis von γ_1 in Gruppe K_1 und von γ_2 in K_2 angeben. Mit γ_1 wird hier dasjenige Photon bezeichnet, das den größten Energiebetrag beim Nachweis hinterläßt (vgl. Abschnitt 4.1.2). Die Entscheidung, welches der beiden Photonen die größere Energiemenge deponiert, erfolgt statistisch, weswegen sich schreiben läßt:

$$N(k_1, k_2) := N'(k_1, k_2) + N'(k_2, k_1), \quad k_1 > k_2$$

und die Korrelationsmatrix sich auf 15 Elemente reduziert. Die Gleichung macht deutlich, daß beide Photonen eines Ereignis in genau gleicher Weise behandelt wurden.

Mit diesen Vorbemerkungen und in Analogie zu Gleichung 4.7 transformiert sich Gleichung 2.9 zu:

$$\frac{N(k_1, k_2)}{\sum_{(k_1, k_2)} N(k_1, k_2)} = \sum \left\{ \begin{array}{l} P_{|m_1| |m_2|} \cdot W_{|m_1|}(k_1) \cdot W_{|m_2|}(k_2) \quad \text{für } k_1 = k_2 \\ P_{|m_1| |m_2|} \cdot [W_{|m_1|}(k_1) \cdot W_{|m_2|}(k_2) + \\ + W_{|m_2|}(k_1) \cdot W_{|m_1|}(k_2)] \quad \text{für } k_1 > k_2 \end{array} \right.$$

Die Indizes von m beziehen sich hier auf die Numerierung der Reaktionsprodukte. Diese ist aber nicht sinnvoll, da die Streuamplituden bei Vertauschung der Teilchenindizes gleich bleiben, wie wir in Abschnitt 2.1 gesehen haben. Daher wurde auch Gl. 4.8 so formuliert, daß sie bei Vertauschung von m_1 mit m_2 unverändert bleibt. Die Summe auf der rechten Seite der Gleichung erstreckt sich über die vier, nach dem Bohr'schen Theorem erlaubten $|m_1| |m_2|$ -Kombinationen $(2,2)$, $(2,0)$, $(0,0)$, $(1,1)$. Die korrespondierenden Wahrscheinlichkeiten $P_{|m_1| |m_2|}$ (sie wurden durch Gleichung 2.10 definiert) ergeben sich als Lösung des Gleichungssystems. Es sei noch ausdrücklich angemerkt, daß P_{20} die Summe der beiden, gleichgroßen Wahrscheinlichkeiten für den $(|m_1|=2, |m_2|=0)$ - und $(|m_2|=0, |m_1|=2)$ -Fall bedeutet.

Die Diskussion des letzten Abschnitts hinsichtlich des systematischen Fehlers bleibt auch hier gültig, da die Spin-Alignment-Korrelationen im Prinzip nach dem gleichen Verfahren wie die Alignmentwerte gewonnen wurden.

4.3.4. Polarisationsbetrag und Phasen der Streuamplituden

Die Bestimmung dieser Größen basiert auf der θ - und φ -Abhängigkeit der γ -Strahlung, da allein die φ -abhängigen Interferenzterme auf die Vorzeichen von m und die Phasen der m -Amplituden sensitiv sind.

Um dieses explizit zu sehen, schreiben wir Gleichung 2.4b nach Einsetzen der d -Matrizen als (CRE64, KRU81, ZET83):

$$\begin{aligned}
W(\vartheta, \varphi) = & \frac{1}{4\pi} \left[1 + 5 \sqrt{\frac{3}{2}} a_0 a_{+2} (\cos^4 \vartheta - \cos^2 \vartheta) \cos(\delta_0 - \delta_{+2} - 2\varphi) \right. \\
& + 5 \sqrt{\frac{3}{2}} a_0 a_{-2} (\cos^4 \vartheta - \cos^2 \vartheta) \cos(\delta_{-2} - \delta_0 - 2\varphi) \\
& - \frac{5}{2} a_{-2} a_{+2} \sin^4 \vartheta \cos(\delta_{-2} - \delta_{+2} - 4\varphi) \\
& + \frac{1}{4} (a_{-2}^2 + a_{+2}^2) (-5 \cos^4 \vartheta + 1) \\
& \left. + \frac{1}{2} a_0^2 (-15 \cos^4 \vartheta + 15 \cos^2 \vartheta - 2) \right] \quad (4.9)
\end{aligned}$$

Ihrzufolge führt die Interferenz der $m=0$ mit der $m=-2$ und mit der $m=+2$ Amplitude zu zwei $\cos 2\varphi$ -Oszillationen in azimuthaler Richtung, die als Summe wieder einen $\cos 2\varphi$ -Verlauf ergeben. In Abb.4.13 ist dieser deutlich zu erkennen.

Hingegen ergibt die Interferenz von $m=-2$ mit $m=+2$ einen $\cos 4\varphi$ -Term, dessen Amplitude gemäß der ϑ -Abhängigkeit der $|m|=2$ -Quadrupolstrahlungsmuster in der Streuebene maximal ist. In Abb.4.14 ist die rapide Änderung der Amplitude und vor allem der Phase dieser Oszillation mit dem Teilchenstreuwinkel zu sehen.

Die Stärke dieser $\cos 4\varphi$ -Anisotropie bestimmt in entscheidender Weise den Betrag der Polarisierung. Um dies einzusehen, setzen wir in Gln.4.9 $\vartheta=90^\circ$ ein und schreiben:

$$W(90^\circ, \varphi) = \frac{5}{16\pi} [a_{-2}^2 + a_{+2}^2 - 2a_{-2}a_{+2} \cos(\delta_{-2} - \delta_{+2} - 4\varphi)] \quad (4.10)$$

$$W_{\min} = \frac{5}{16\pi} [a_{-2}^2 + a_{+2}^2 - 2a_{-2}a_{+2}]$$

$$W_{\max} = \frac{5}{16\pi} [a_{-2}^2 + a_{+2}^2 + 2a_{-2}a_{+2}]$$

Dabei bezeichnen $W_{\min}$ bzw. $W_{\max}$ die beiden Extremwerte der 'In-Plane'-Intensität, und geben direkt den Betrag der Polarisierung an, wie folgender mit (2.16) leicht einsehbarer Ausdruck zeigt:

$$|P_z| = |a_{+2}^2 - a_{-2}^2| = \frac{16\pi}{5} \sqrt{W_{\max} \cdot W_{\min}} \quad (4.11)$$

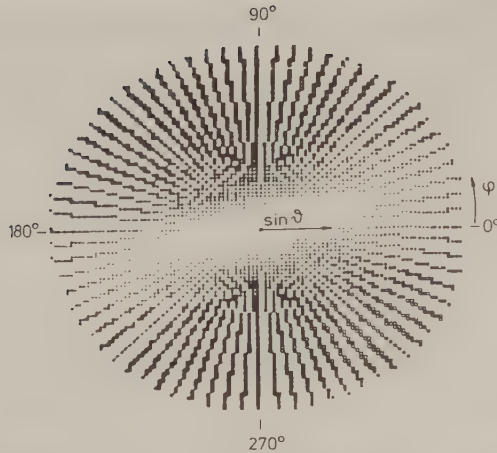


Abb. 4.13: Projektion der räumlichen γ -Intensitätsverteilung für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$, $E_{\text{C.m.}}=34.7$ MeV und $\theta_{\text{C.m.}} \approx 46^\circ$. Die Zählraten der Einzeldetektoren wurden mit einer Schrittweite von $\Delta\varphi=5^\circ$, $\Delta\vartheta=2^\circ$ nach Gleichung 4.9 interpoliert und als Quadrate mit zur Zählrate proportionalen Fläche als Funktion von $(\sin\vartheta, \varphi)$ aufgetragen.

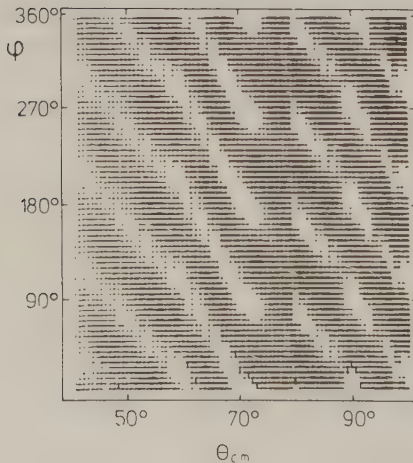


Abb. 4.14: 'In-Plane'-Verteilung der γ -Strahlung für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ und $E_{\text{C.m.}}=34.7$ MeV als Funktion des Streuwinkels. Die Interpolationsschrittweite zwischen den 14 Meßpunkten pro Streuwinkel in der Reaktionsebene beträgt $\Delta\varphi=5^\circ$.

Daraus wird deutlich, daß für kleine Polarisationen $W_{\min}$ klein sein muß (insbesondere im Grenzfall $|P_z|=0$ muß $W_{\min}=0$ sein). Dies heißt aber, daß die Bestimmung der Polarisation, zumal für kleine $|P_z|$ -Werte, sehr empfindlich auf die Genauigkeit der Messung von $W_{\min}$ ist, da der relative Fehler von $|P_z|$ in der Hauptsache vom relativen Fehler $\Delta W_{\min}/W_{\min}$ gegeben ist. Bevor wir diesen Aspekt weiterverfolgen, wollen wir zwei weiteren Fragen nachgehen.

Gleichung 4.9 gilt zunächst nur für Reaktionen mit nicht-identischen Teilchen. Was ändert sich daran in unserem Fall ununterscheidbarer Kerne?

Um die Frage zu beantworten, ist die Skizze in Abb.4.15 hilfreich.

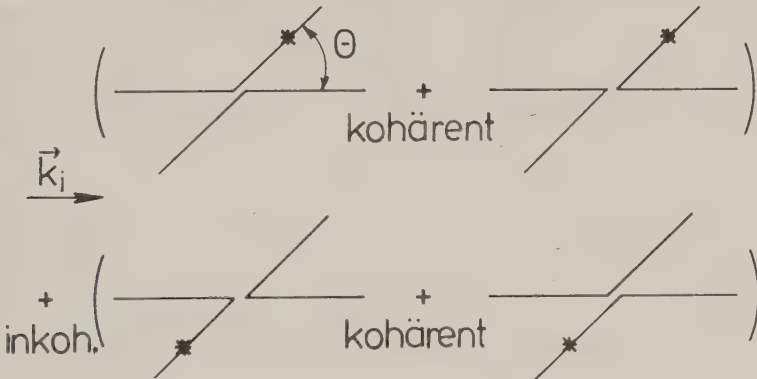


Abb.4.15: Schematische Darstellung aller einfach inelastischen Streuprozesse, die zu dem gleichen Teilchenstreuwinkel führen. Mit * ist der angeregte Kern symbolisiert (siehe Text).

Die beiden oberen bzw. unteren Prozesse sind nicht zu unterscheiden und die korrespondierenden Streuamplituden t addieren sich demzufolge kohärent:

$$T^m(\theta) = t_m(\theta) + t_{-m}(\pi - \theta) \quad (4.12)$$

(Die Formel gilt für Spin-Null Teilchen im Eingangskanal, vgl. MEL77, SAT83, S. 145, 327 und Abschnitt 5.2.2.)

Hingegen wäre eine Unterscheidung des Prozesses mit γ -Emission vom Restkern 'links vom Strahl' von demjenigen mit γ -Emission vom Restkern 'rechts vom Strahl' im Prinzip möglich, weswegen die Summe der oberen mit den unteren Fällen inkohärent zu bilden ist. Dies bedeutet aber, daß die gemessene γ -Intensitätsverteilung eine Überlagerung der beiden, zu den beiden inkohärenten Reaktionsvorgängen korrespondierenden Strahlungsverteilungen ist. Wie nun aber aus der Skizze zu sehen ist, ergibt sich die obere Bildhälfte durch Rotation der beiden unteren Diagramme um 180° in der Streuebene; d.h. die beiden zugehörigen γ -Verteilungen sind genau gleich und um 180° gegeneinander um die z-Achse verdreht. Wie Gleichung 4.9 zeigt, besitzt $W(\vartheta, \varphi)$ aber genau diese Symmetrie: Vertauschung von φ mit $\varphi+180^\circ$ läßt $W(\vartheta, \varphi)$ unverändert. Damit ist in anschaulicher Weise gezeigt worden, daß die gemessene ϑ - und φ -abhängige γ -Intensitätsverteilung für die einfach-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktion die Summe von zwei genau gleichen, durch (4.9) beschriebene Verteilungen darstellt. Die normierten Streuamplituden a_m in Gleichung 4.9 korrespondieren zu den symmetrisierten Amplituden T^m , definiert in Gleichung 4.12.

Eine weitere Aussage ergibt sich aus der vorangegangenen Diskussion: die Polarisierung ist Null bei $\Theta_{\text{C.m.}}=90^\circ$. Einsetzen von $\Theta=90^\circ$ und Vertauschung von m mit $-m$ in Gleichung 4.12 liefert direkt $T^m(90^\circ)=T^{-m}(90^\circ)$, ein Ergebnis, das auch anschaulich erwartet und eingesehen wird.

Die zweite Frage zielt auf die Gewinnung der experimentellen Zahlen, die für die linke Seite von 4.9 einzusetzen sind. Zunächst stehen nach der Sortierung der Ereignisse die γ -Zählraten $N(\vartheta_i, \varphi_i)$ für die 159, mit i nummerierten NaJ's als Funktion von Streuwinkel und Energie zur Verfügung. Da die Intensitätsverteilung spiegelsymmetrisch zur Streuebene ist, kann auch in diesem Fall die untere und obere Kugelhälfte durch Summenbildung zusammengefaßt werden, wodurch sich die Meßwerte $N(\vartheta_i, \varphi_i)$ mit $\vartheta_i \leq 90^\circ$ ergeben. Das Fehlen der 3 Kristalle wurde in der Weise berücksichtigt, daß die Zählraten derjenigen 3 Detektoren, die aufgrund der Symmetrie der Verteilung in

(4.9) die gleichen γ -Zählraten liefern müßten wie die 3 fehlenden, doppelt gezählt wurden. Damit schreiben sich die normierten experimentellen Wahrscheinlichkeiten als:

$$w^{\text{exp}}(\mathcal{J}_i, \varphi_i) = \frac{N(\mathcal{J}_i, \varphi_i)}{\sum_i' N(\mathcal{J}_i, \varphi_i)} \frac{4\pi}{162} \quad (4.13)$$

wobei das Symbol $\sum'$ auf die Berücksichtigung der 3 ausgebauten NaJ's verweist. Wir erhalten somit das nichtlineare Gleichungssystem:

$$w^{\text{exp}}(\mathcal{J}_i, \varphi_i) = W(\mathcal{J}_i, \varphi_i) \quad \text{mit } W \text{ gegeben durch (4.9)} \quad (4.14)$$

Zur Ermittlung der Parameter a_m und δ_m in Gleichung 4.14, die die beste Beschreibung der Meßdaten w^{exp} ergeben, wurde eine Fit-Prozedur verwendet. Bei der Suche nach dem χ^2 -Minimum wurden dabei die analytischen Ausdrücke der Ableitungen der theoretischen γ -Verteilung nach den gesuchten Parametern benutzt.

Wir kehren nun zurück zu der Frage nach den systematischen Fehlern. Wie oben gezeigt, muß P_z bei 90° gleich Null sein. Für diesen ausgezeichneten Streuwinkel ist die 'In-Plane'-Verteilung in Abb.4.16 gezeigt. Die Fitkurve stellt das Ergebnis der besten Beschreibung aller Meßpunkte mit der Funktion aus Gleichung 4.14 dar. Daraus liest man $w_{\text{min}}=0.02$ und $w_{\text{max}}=0.17$ ab, was mit (4.11) den Wert $P_z=0.6$ anstatt Null ergibt. Das Beispiel demonstriert die überaus starke Empfindlichkeit der Polarisation auf die systematischen Meßfehler von w_{min} . Es sei darauf hingewiesen, daß w_{min} durch die Gesamtheit aller Meßpunkte gegeben ist.

Wir wollen im folgenden die systematischen Fehlerquellen diskutieren und die Art und Weise ihrer Korrektur aufzeigen.

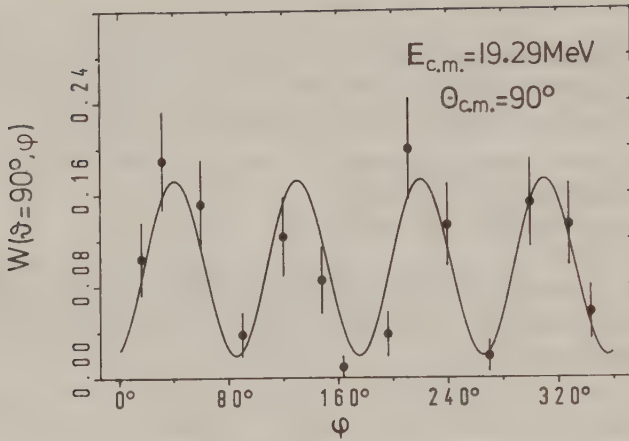


Abb.4.16: 'In-Plane'-Verteilung der γ -Intensität bei festem Streuwinkel. Die Punkte sind die Meßwerte; die Kurve gibt das Fitergebnis wieder.

Die γ -Intensitätsverteilung ist in dieser Form, wie sie von (4.14) gegeben wird, nur richtig bei Emission vom ruhenden Teilchen aus. Die Meßwerte w^{exp} sind hingegen im Laborsystem gewonnen. Um diese also mit der theoretischen Verteilung vergleichen zu können, muß letztere ins Laborsystem transformiert werden. Es handelt sich also um den relativistischen Dopplereffekt, der sowohl eine Änderung des γ -Emissionswinkels je nach Messung im Labor- oder Ruhesystem, als auch die Transformation der zugehörigen Raumwinkelemente beinhaltet (vgl. Anhang B.1).

$E(\text{MeV})$	$\beta=v/c$	$\Delta(d\Omega)$	$\Delta\hat{n}^2$
10	0.042	9%	2.4°
20	0.06	13%	3.4°
30	0.07	16%	4.2°
40	0.085	18%	4.9°

Tab.4.1: Maximale Änderung von Raumwinkel und γ -Emissionsrichtung aufgrund des relativistischen Dopplereffekts.

Tab.4.1 gibt einen Eindruck über die Größenordnung des

Effekts: bei einer ^{12}C -Ejektilenergie von 40 MeV ändert sich das Raumwinkelverhältnis und damit die gemessenen Emissionswahrscheinlichkeit pro Raumwinkelement um nahezu 20%, der Emissionswinkel um nahezu 5° . Zum Vergleich der experimentellen Werte mit der Theorie, wurde der theoretische Ausdruck für die erwartete Strahlungsverteilung ins Laborsystem transformiert (der Index i wurde weggelassen):

$$W^{\text{exp}}(\mathcal{J}, \varphi) = \frac{1}{2} \left[W(f_3(\mathcal{J}, \varphi)) \frac{w_3(d\Omega)}{d\Omega} + W(f_4(\mathcal{J}, \varphi)) \frac{w_4(d\Omega)}{d\Omega} \right] \quad (4.14a)$$

mit f, w - Transformationsformeln

W - Intensitätsverteilung aus (4.9)

Selbstverständlich unterscheiden sich nun die beiden Strahlungsverteilungen, die zu Ejektil und Restkern korrespondieren, weil die Transformationen f_3, w_3 und f_4, w_4 , die die beiden Eigensysteme mit dem Laborsystem verknüpfen, sich unterscheiden. In Anhang B.1 wird dieser Aspekt ausführlich behandelt und die Transformationsformeln abgeleitet.

$W(\mathcal{J}, \varphi)$ aus Gleichung 4.9 ist strenggenommen eine Wahrscheinlichkeitsdichte und der Ansatz 4.14 beinhaltet die Annahme punktförmiger Detektoren oder - was dasselbe ist - die Konstanz von $W(\mathcal{J}, \varphi)$ über den Raumwinkelbereich der NaJ's. Es ist anschaulich klar, daß der reale Öffnungswinkel der γ -Detektoren von 9° zu einer Verminderung der Amplitude der Oszillationen führt und damit den Polarisationswert erhöht. Eine strenge Mitberücksichtigung dieses Effekts hieße, die rechte Seite von Gleichung 4.14a über den Raumwinkel jedes Zählers zu integrieren und die Meßwerte mit der daraus resultierenden Funktion zu beschreiben. Der Ausdruck für die dopplertransformierte γ -Verteilung ist aber bereits so kompliziert (Anhang B.1), daß ein anderer Weg gewählt wurde: zuerst wurde die nichttransformierte Verteilung aus Gleichung 4.9 über die Öffnungswinkel integriert und auf das Ergebnis $W^{\text{int}}(\mathcal{J}, \varphi)$ die Transformation der Bezugssysteme angewandt.

Die Durchführung dieser Integration

$$w_{\text{int}}(\mathcal{J}, \varphi) := \frac{\int w(\mathcal{J}, \varphi) \sin \mathcal{J} \, d\mathcal{J} \, d\varphi}{\int \sin \mathcal{J} \, d\mathcal{J} \, d\varphi} \quad (4.15)$$

wurde im Prinzip bereits in Abschnitt 2.2 diskutiert, Anhang B.2 beschreibt diese im Detail. Der Fitansatz mit Berücksichtigung der endlichen NaJ-Öffnungswinkel lautet also (der Index i wird weggelassen):

$$w^{\text{exp}}(\mathcal{J}, \varphi) = w^{\text{int}}(\mathcal{J}, \varphi) \quad (4.14b)$$

und mit Berücksichtigung des Dopplereffekts und der endlichen Öffnungswinkel ergibt sich entsprechend:

$$w^{\text{exp}}(\mathcal{J}, \varphi) = \frac{1}{2} \left[w^{\text{int}}(f_3(\mathcal{J}, \varphi)) \frac{w_3(d\Omega)}{d\Omega} + w^{\text{int}}(f_4(\mathcal{J}, \varphi)) \frac{w_4(d\Omega)}{d\Omega} \right]. \quad (4.14c)$$

Obwohl kompliziert, bewahren diese Ausdrücke ihre analytische Form, sodaß die Ableitungen nach den zu bestimmenden Parametern a_m und δ_m analytisch berechnet werden können.

Wie unterscheiden sich die Ergebnisse mit den verschiedenen Korrekturen nun im einzelnen? In Abb.4.17 sind diese für die vier verschiedenen, durch Gleichung 4.14, 4.14a, 4.14b und 4.14c gegebenen Ansätze gezeigt. Die Ergebnisse für P_{zz} und für die Phasendifferenz unterscheiden sich nur sehr geringfügig voneinander, während die Korrekturen erhebliche Unterschiede im Polarisationsbetrag ausmachen. Wie erwartet, ist die Abweichung der einzelnen Resultate voneinander bei kleinen Polarisationswerten am größten.

Abb.4.17e zeigt die normierten chi-Quadrate, wie sie sich aus den einzelnen Fitansätzen ergeben. Die Beschreibung der experimentellen Intensitätsverteilung ist erwartungsgemäß am besten im Falle der simultanen Korrektur beider Effekte, die χ^2 -Werte (unterste Kurve) liegen in der Nähe von 1. Weiterhin ist zu sehen, daß die Korrektur des Dopplereffekts deutlich kleinere χ^2 liefert als die Berücksichtigung der

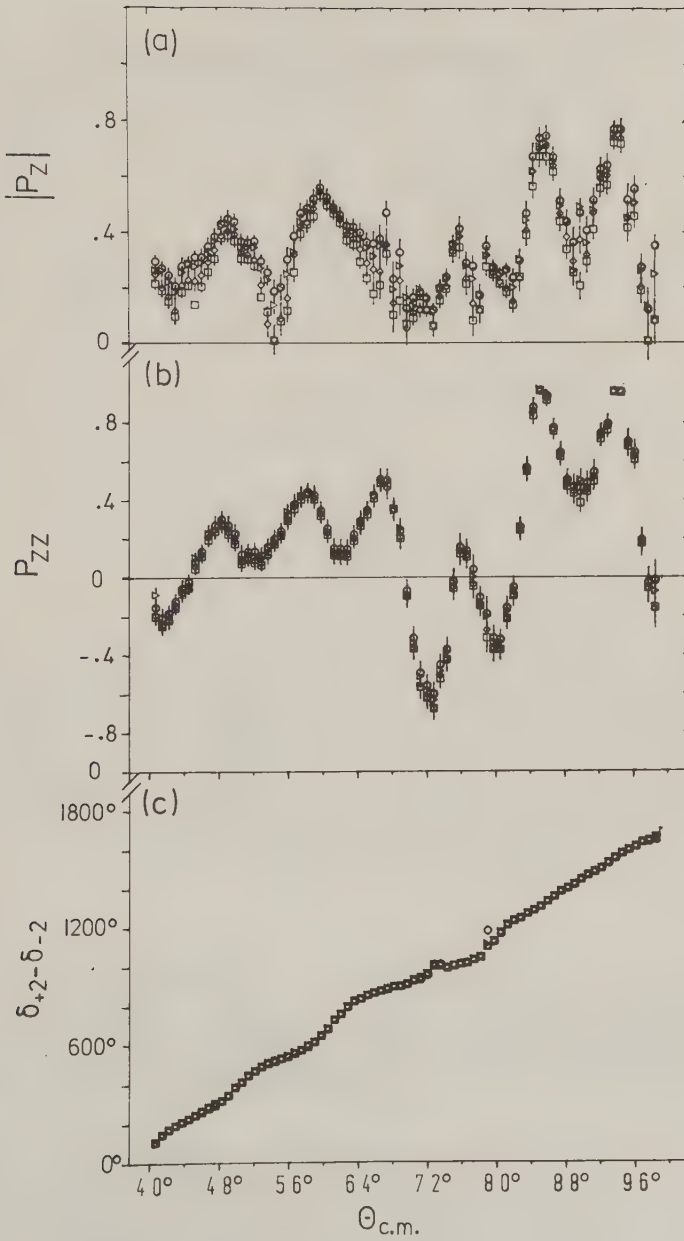


Abb.4.17 (Bildunterschrift s. nächste Seite.)

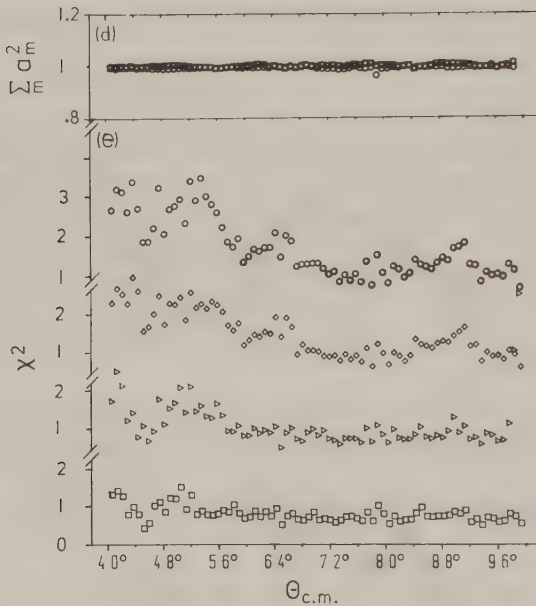


Abb.4.17: Vergleich der Ergebnisse der unterschiedlichen Fitansätze für die J - und φ -Abhängigkeit der gemessenen J -Intensitätsverteilung (einfach-inelastische Streuung, $E_{lab}=63$ MeV): ohne Korrektur (Kreis), Korrektur des Dopplereffekts (Dreieck), Korrektur der endlichen NaJ-Öffnungswinkel (Raute), Korrektur des Dopplereffekts und der endlichen NaJ-Öffnungswinkel (Quadrat).

endlichen NaJ-Raumwinkel. Dies ist verständlich, denn der Dopplereffekt führt zu einer Verzerrung der Verteilung, wohingegen der zweite Effekt in erster Näherung nur die Anisotropie reduziert, das Intensitätsmuster aber wenig beeinflusst.

Der wegen der ansteigenden Ejektilenergie mit kleiner werdendem Winkel stark zunehmende Dopplereffekt erklärt auch den Anstieg der χ^2 -Werte zu kleinen Streuwinkeln hin. Bezüglich der $|P_z|$ -Werte sind die Auswirkungen der Effekte genau umgekehrt (vgl. Abb.4.17a): trotz seiner Stärke (vgl.

Tab.4.1) ändert der Dopplereffekt $|P_z|$ nur geringfügig, da wegen der 180° -Symmetrie von $W(\theta, \varphi)$ der Effekt sich teilweise kompensiert. Das gleiche Argument gilt auch für die Dopplershift bezüglich der Photonenenergie (vgl. Abschnitt 4.1.2): sie kompensiert sich in erster Näherung ebenfalls, und wurde daher nicht explizit korrigiert. Der γ -Rückstoßeffect, der zu einer mehr oder minder starken Verfälschung der Teilchenortmessung je nach γ -Emissionsrichtung führt, bewirkt aus dem selben Grund in erster Linie nur eine zusätzliche Verschmierung über den Teilchenort.

Abb.4.18 stellt die $|P_z|$ -Ergebnisse zusammen. Wie man sieht, ergibt sich insgesamt bei 90° immer noch ein $|P_z|$ -Wert, der signifikant größer als Null ist; insbesondere bei $E_{C.m.}=19.29$ MeV liest man $|P_z|=0.4$ ab.

Um dies zu verstehen, wählen wir eine andere Darstellungsweise und tragen die $m=+2$ und $m=-2$ Wirkungsquerschnitte als Funktion des Streuwinkels auf (Abb.4.19). Der überaus steile Abfall der Winkelverteilungen im Bereich um 90° erklärt warum der Schnittpunkt der beiden Kurven in Abb. 4.19 (man beachte die Symmetrie $T^m(\theta) = T^{-m}(\pi - \theta)$, die sich direkt aus (4.12) ergibt) experimentell sehr schwierig zu bestimmen ist. Die endliche Teilchenortsauflösung führt zu einer Überlagerung der γ -Intensitätsverteilungen für Streuwinkel um 90° , was eine Erhöhung der $|P_z|$ -Werte wegen der 'Verschmierung' der Interferenzminima zur Folge hat. Die Annahme eines tiefen Minimums im Wirkungsquerschnitt für $E_{C.m.}=19.29$ MeV im Bereich um 90° , das aus den genannten Gründen verschmiert wird, ist naheliegend. Die Rechnung, die die Beschreibung dieser Daten anstrebt (vgl. Abb.5.10), bestätigt dies. Die Beträge und Phasendifferenzen der Streuamplituden, die sich ebenfalls mit dem Streuwinkel drastisch ändern, sind für die übrigen Energien in Abb.5.8 und 5.9 dargestellt.

Die rechnerische Untersuchung dieses Verschmierungseffekts ergab ein qualitativ ähnliches Ergebnis zu dem aus Abb.4.17a: $|P_z|$ wird deutlich kleiner für kleine Polarisationswerte und bleibt nahezu unverändert für große. Es wurde auch versucht, alle 3 Fehlerquellen gleichzeitig zu

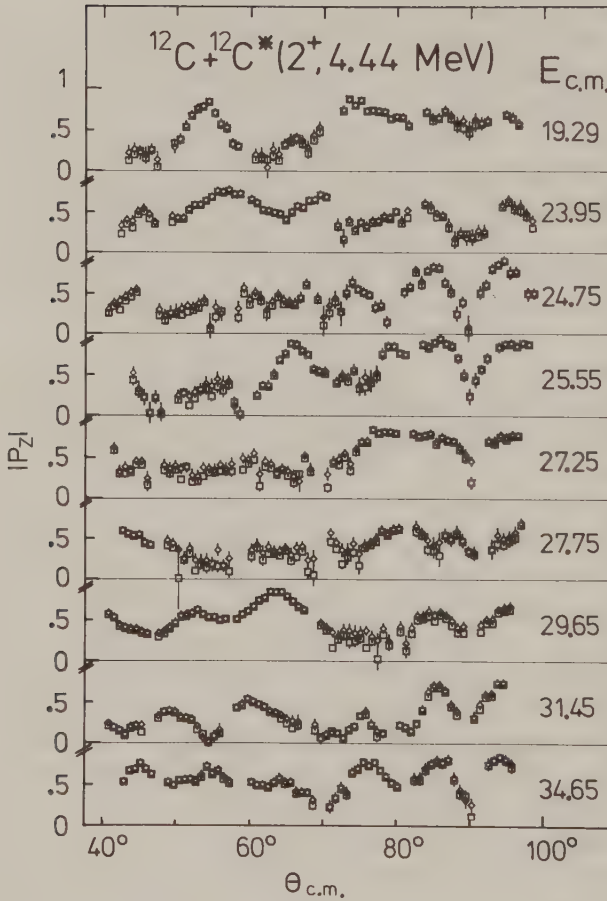


Abb.4.18: $|P_z|$ -Ergebnisse, berechnet mit Korrektur der endlichen NaJ-Öffnungswinkel (Raute) und mit Korrektur des Dopplereffekts und der Endlichkeit der Öffnungswinkel (Quadrat). Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler an (s. auch Text). (Die Datenpunkte an den Stellen der Eichdrähte, vgl. Abb.4.1, wurden weggelassen.)

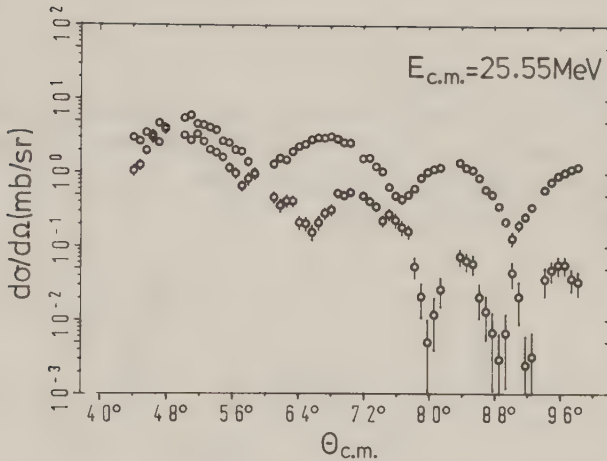


Abb.4.19: Winkelverteilung für $m=+2$ und $m=-2$. (Da nur der Betrag von P_z gemessen wurde, ist die Korrespondenz zwischen Datenpunkten und m -Vorzeichen nicht eindeutig.)

berücksichtigen, jedoch wird die schon komplizierte Rechnung so umfangreich, daß die Fehler der Korrektur schon die Größenordnung der Korrektur selbst erreichen.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Streuamplituden auch energieabhängig sind, weswegen die endliche Targetdicke ebenfalls zu einer Verschmierung der Strahlungsverteilung führt. Dieser Effekt schlägt sich jedoch nicht auf die $|P_z|$ -Werte bei 90° nieder, da unabhängig von der Energie $T^m(90^\circ) = T^{-m}(90^\circ)$ gilt, die Phase der $\cos 4\psi$ -Oszillation also bei 90° energieunabhängig ist.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Messung des Polarisationsbetrages - selbst mit einer Kristallkugel - nicht unproblematisch ist (vgl. auch WKP83). Die Empfindlichkeit von $|P_z|$ auf die Extremwerte der Interferenzoszillationen, die ihrerseits auf systematische Fehler äußerst sensitiv sind, ist dafür die Hauptursache. Der Vergleich der Ergebnisse in Abb.4.18 macht die Schwierigkeit einer pauschalen Angabe für den systematischen Fehler von $|P_z|$ deutlich. Es wird geschätzt, daß dieser typisch 0.15 für kleine $|P_z|$ -Werte ($|P_z| \approx 0$) beträgt und sich mit zunehmendem P_z -Betrag verkleinert ($\Delta|P_z| \approx 0.05$ für $|P_z| = 0.5$), wie

dies Abb.4.17a nahelegt.

Der zum Teil rapide Abfall der Wirkungsquerschnitte im Bereich um 90° erklärt die signifikante Abweichung des Polarisationsbetrags von Null für $\Theta_{c.m.}=90^\circ$ bei der kleinsten Einschußenergie.

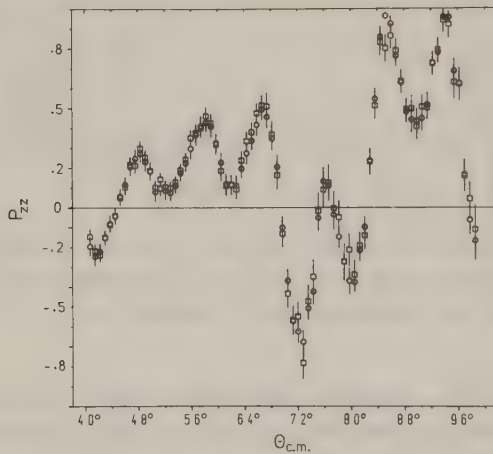


Abb.4.20: Vergleich der P_{zz} -Ergebnisse (einfach-inelastische Reaktion, $E_{lab}=63$ MeV): mit der 'Out-of-Plane'-Methode berechnet (Quadrat) und aus der Analyse der $\mathcal{J}$ - und φ -Abhängigkeit der $\mathcal{J}$ -Intensität gewonnen (Kreis).

Bevor wir zum Schluß dieses Abschnitts kommen, zeigen wir noch zwei Konsistenztests, dargestellt in Abb.4.17d und Abb.4.20. Die Übereinstimmung der Summe der gewonnenen Amplitudenquadrate mit 1 ergibt sich nicht notwendigerweise aus der Normierung der Intensitätsverteilung; das Ergebnis aus Abb.4.17d ist also eine wahre Überprüfung des Verfahrens. Der Vergleich aus Abb.4.20, der eine Überprüfung der 'Out-of-Plane'-Methode darstellt, ist in indirekter Weise auch ein Test für die Ergebnisse der Spin-Alignment-Korrelationen.

Die in diesem Abschnitt ausführlich diskutierte Analyse bezog sich ausschließlich auf die einfach-inelastische Streuung, und benutzt die gesamte für diesen Kanal gemessene Information. Die ebenfalls gemessene $\psi_1\psi_2$ -Abhängigkeit der $\gamma_1\gamma_2$ -Intensitätskorrelationsverteilung für die doppelt-inelastische Streuung wurde bisher außer Acht gelassen. Eine erste Analyse ergab ein Gleichungssystem, dessen Anzahl von linear unabhängigen Gleichungen nicht ausreicht, um Beträge und Phasen der Streuamplituden $T^{m_1 m_2}$ einzeln zu extrahieren. Es lassen sich jedoch - zumindest prinzipiell - Größen bestimmen, die Funktionen von $T^{m_1 m_2}$ darstellen und mit Modellrechnungen verglichen werden können. Eine explizite Bestimmung der Streuamplituden verlangt die zusätzliche Messung der Photonenhelizität. Sie wäre aber auch möglich, falls einzelne $T^{m_1 m_2}$ vernachlässigbar klein wären. Dies scheint in manchen Fällen vorzuliegen (Abschnitt 5.2.4).

5. Ergebnisse und Diskussion

Im ersten Teil des nun folgenden Kapitels werden die winkelintegrierten Meßergebnisse für die einfach- und doppelt-inelastische Streuung parallel vorgestellt. Der zweite Teil stellt die Winkelabhängigkeit der nach Spinorientierung aufgeschlüsselten Wirkungsquerschnitte in den Vordergrund. Die durchgeführten Rechnungen zum Verständnis der experimentellen Befunde werden erläutert und deren Resultate zusammen mit den Meßdaten gezeigt. In Kapitel 6 wird eine Synthese der einzelnen Befunde dieser und vorangegangener Arbeiten versucht.

5.1. Die Energieabhängigkeit

Die Auftragung der Meßresultate als Funktion der Einschußenergie ist naheliegend, da sich das Resonanzverhalten zunächst am augenfälligsten in einer Anregungsfunktion bemerkbar macht. Darüber hinaus ist diese Darstellung zur Diskussion der Frage, inwiefern die 'matching'-Bedingung (Kap.1) sich in den Ergebnissen widerspiegelt, gut geeignet.

5.1.1. Gesamtwirkungsquerschnitte, Spin-Alignment und DWBA-Modellrechnung

Die Energie-Drehimpulsbilanz (Gln.1.1) aus Kap. 1 ist zunächst unabhängig von Resonanzphänomenen. Die Erwartung aufgrund der 'matching'-Bedingung wäre demzufolge eine Dominanz der ausgerichteten Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls, die zudem auch nur wenig energieabhängig sein sollte.

Dies ist gleichbedeutend mit einem hohen, kaum energieabhängigen P_{ZZ} -Wert. Die experimentellen Ergebnisse (Abb.5.1) stehen dazu in einem eklatanten Widerspruch: P_{ZZ} liegt im Mittel nahe beim statistischen Wert ($P_{ZZ}=.33$ bzw. $P_{ZZ}=.08$, vgl. Abb.5.1), der sich für den Fall einer gleichwahrscheinlichen Population aller erlaubten m -Unterzustände ergibt, und ist stark energieabhängig. Die Frage nach einer Korrelation zwischen Resonanzüberhöhung im Wirkungsquerschnitt und Maximum im P_{ZZ} -Verlauf stellt sich zwangsläufig. Die Ergebnisse zeigen eine Korrelation, die im Falle der Doppelanregung noch deutlicher ist als im Falle der Einfachanregung.

Während dieses Ergebnis als Folge einer Bevorzugung der angepaßten Komponente (mit ausgerichteter Spinstellung) an den Resonanzstellen plausibel erscheint, überraschen folgenden Befunde:

- Der Alignment-Verlauf ist keine genaue Widerspiegelung der Anregungsfunktion, insbesondere im Fall der einfach-inelastischen Streuung: Dem schwach ausgeprägten Maximum im Wirkungsquerschnitt bei 27 MeV entspricht ein extrem hoher P_{ZZ} -Wert, während den prominenten Resonanzen

Abb.5.1a (Fortsetzung von S.72): Die Punkte im oberen Bild geben die Wirkungsquerschnitte im Bereich $10^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 90^\circ$ nach (CJB78) wieder. Die kleinen Punkte im unteren Bild zeigen die P_{ZZ} -Mittelwerte für 4 Teilchenstreuwinkel (TKK84); die großen Punkte sind das Ergebnis der vorliegenden Untersuchung, sie geben das arithmetische Mittel von P_{ZZ} über den Winkelbereich $40^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 90^\circ$ an. Ihre annähernde Übereinstimmung mit den kleinen Punkten (vgl. auch Abb.5.1b) weist letztere als signifikante Mittelwerte auch über einen großen Streuwinkelbereich aus. Die Kurven sind die Resultate der DWBA-Rechnung, durchgeführt in Schritten von 1.5-2 MeV: mit den Potentialparametern aus Tab.5.1 (durchgezogene Kurve), r_0 im Eingangskanal um 10% auf 1.415 fm erhöht (gestrichelte Kurve), r_0 im Ausgangskanal um 10% erhöht (punkt-gestrichelte Kurve). Die gerechneten Anregungsfunktionen geben den Gesamtwirkungsquerschnitt wieder, während die P_{ZZ} -Kurven die DWBA-Mittelwerte über $40^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 90^\circ$ darstellen.

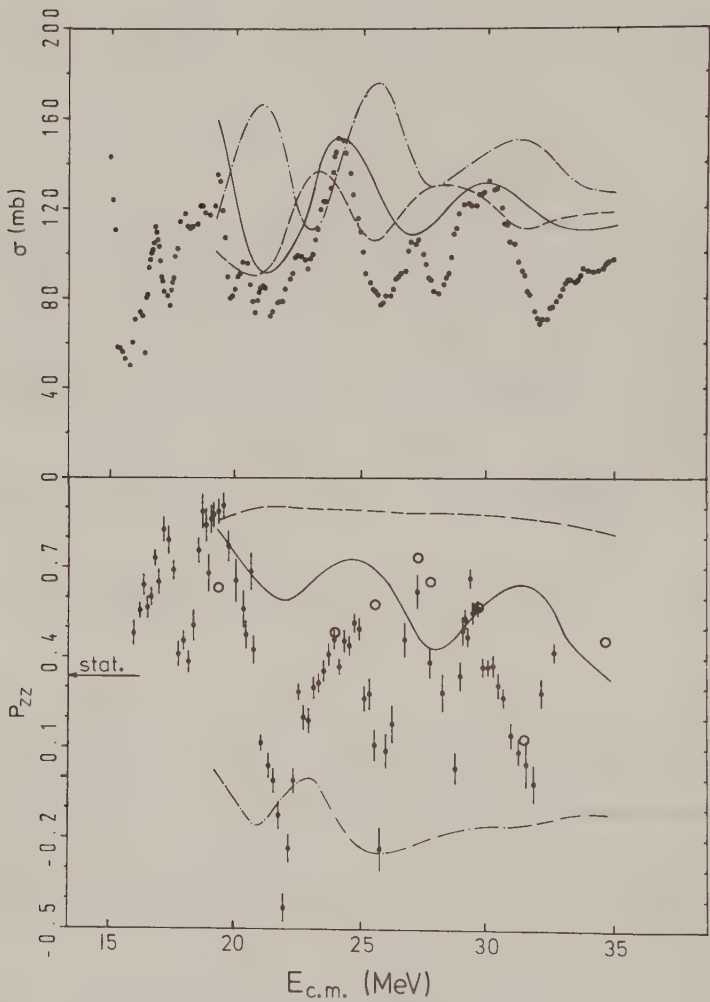


Abb.5.1a: Energieabhängigkeit von Gesamtwirkungsquerschnitt und P_{zz} -Mittelwert für die einfach-inelastische Streuung und Ergebnisse von DWBA-Modellrechnungen, die keine Anpassung an die Daten darstellen sondern die Sensitivität auf gewisse Parameter (s. Text) demonstrieren. (weiter S.71)

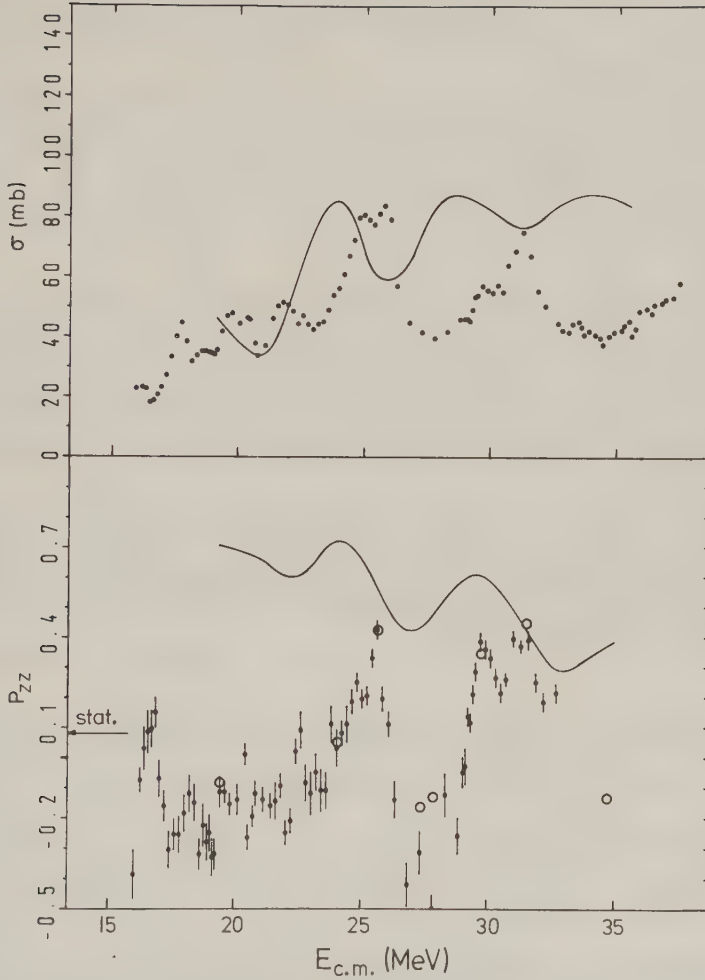


Abb.5.1b: wie Abb.5.1a, jedoch für die doppelt-inelastische Streuung.

Die Cormier-Daten (CJB78) sind aus einer γ -Messung gewonnen. Die Alignment-Daten von Trombik et al. sind hier die Mittelwerte für 3 Streuwinkel. Zur Simulation der doppelt-inelastischen Streuung wurden die DWBA-Rechnungen mit dem Parametersatz aus Tab.5.1 für die einfach-inelastische Streuung zu einem hypothetischen Zustand 4^+ und Anregungsenergie 8.88 MeV durchgeführt (durchgezogene Kurve).

oberhalb 22 MeV kleinere P_{zz} -Werte korrespondieren. Außerdem sind die 'Peak'-Formen für σ und P_{zz} zum Teil stark unterschiedlich.

- Die P_{zz} -Mittelwerte sind für beide Kanäle deutlich kleiner als 1, selbst in den Resonanzstellen. Die P_{zz} -Minima sind wider Erwarten sehr klein und zeigen die starke Vorherrschaft des fehlangepaßten $m=0$ -Anteils bei einigen Einschubenergien.

Die Gültigkeit des klassischen 'matching'-Arguments wird von den DWBA-Ergebnissen untermauert: Die Rechnungen mit den Parametern des Cannell-Potentials (Tab.5.1), die zur Beschreibung der einfach-inelastischen Wirkungsquerschnitte gefunden wurden (CZB79), ergeben recht hohe P_{zz} -Mittelwerte, die mit der Erwartung aufgrund der 'matching'-Bedingung im Einklang sind. Rechnungen mit anderen Potentialparametern (ZIP85) liefern das gleiche typische Ergebnis, d.h. P_{zz} -Mittelwerte, die deutlich über den gemessenen liegen und eine viel schwächere Energieabhängigkeit aufweisen als sie experimentell gefunden wird.

V (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W (MeV)	r_1 (fm)	a_1 (fm)
14.0 (1.415)	1.286	0.35	0.4+0.1E _{C.m.}	1.335	0.35

Tab.5.1: In der DWBA-Rechnung verwendeten Parameter für das Optische Potential.

Während die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte mit unterschiedlichen Potentialen qualitativ ähnlich ist, scheint die Wiedergabe des experimentellen Befundes für $P_{zz}(E)$ durch DWBA-Rechnungen mit gleichen Potentialparametern im Ein- und Ausgangskanal qualitativ nicht möglich zu sein. Hingegen ändert sich das Resultat erheblich, wenn eine Änderung des Optischen Potentials während des Reaktionsablaufs zugelassen wird. Wie Abb.5.1a zeigt, begrenzen die Strich- bzw. Punkt-Strich-Linie, die das Ergebnis der Rechnung mit erhöhtem ^{12}C -Radius im

Eingangs- bzw. Ausgangskanal darstellen, den Bereich, der von den gemessenen P_{zz} -Werten ausgefüllt wird. In Kap.1 wurde darauf hingewiesen, daß sich die Energie-Drehimpulsbilanz und damit die 'matching'-Bedingung durch einen Unterschied der Trägheitsmomente bzw. der Potentiale in den beiden Kanälen ändert. Genau dies wurde durch die Radiusvergrößerung erreicht. Die physikalische Begründung für dieses, etwas künstliche Verfahren wird aus der ^{12}C -Grundzustandsdeformation abgeleitet: Es ist vorstellbar, daß die relative Orientierung und/oder Umorientierung der beiden oblaten ^{12}C -Kerne während des Stoßes, die einen weiteren Freiheitsgrad für die 'matching'-Bedingung bedeuten, in Abhängigkeit von Einschußenergie und Drehimpuls (Stoßparameter) die eine oder die andere relative Spineinstellung favorisieren. Die DWBA-Ergebnisse stehen damit im Einklang.

Die vorangegangene Diskussion und Abb.5.1a haben deutlich gemacht, daß das Alignment auf gewisse Freiheitsgrade des Systems weitaus sensitiver ist als der Gesamtwirkungsquerschnitt. P_{zz} stellt also in mancher Hinsicht eine komplementäre Meßgröße zu σ dar.

Die Untersuchung im Falle der doppelt-inelastischen Streuung ergibt ein qualitativ ähnliches Ergebnis. Die Simulation durch eine Einfachanregung ist gerechtfertigt, da für die 'matching'-Bedingung nur der Gesamtspin und die gesamte Anregungsenergie wichtig sind (vgl. Gleichung 1.1). In Abb.5.1b ist der kleinere Abstand (ca. 5 MeV) der Maxima in der gerechneten Anregungsfunktion gegenüber dem, den die Meßwerte zeigen (ca. 5.5 MeV), auffällig. Dies erscheint unverständlich, da dieselben Potentialparameter sowohl Lage als auch Abstand der Grobstrukturen der einfach-inelastischen Reaktion richtig wiedergeben. Es stellt sich die Frage nach einem Unterschied in den Trägheitsmomenten (in den mittleren Reaktionsabständen) für die beiden Kanäle.

5.1.2. Energieabhängigkeit der nach Spinorientierung aufgeschlüsselten Wirkungsquerschnitte

Die gemessenen Wahrscheinlichkeiten $P_{|m|}$ ermöglichen die Zerlegung des gemessenen Wirkungsquerschnitts in die einzelnen $|m|$ -Komponenten. Zerlegung und Integration über den ausgemessenen Winkelbereich $40^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 90^\circ$ wurde wie folgt durchgeführt:

$$\bar{\sigma}_m = 2\pi \sum_i \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i) \cdot P_{|m|}(\theta_i) \cdot \sin\theta_i \cdot \Delta\theta_i \quad (5.1)$$

mit $\theta_i = \theta_{c.m.}^i$.

Abb.5.2a zeigt das Ergebnis für die einfach-inelastische Streuung.

Wie bereits aus den Alignmentwerten abzulesen war, ist der $m=0$ -Anteil beträchtlich und deutet ebenfalls breite Resonanzstrukturen an. Ihre Verschiebung gegenüber den Resonanzmaxima im Summenwirkungsquerschnitt (oberes Bild) zeigt sich deutlicher in den Daten von Trombik et al. (TRO85); der energetische Abstand zwischen den beiden $m=0$ -Resonanzen scheint demzufolge größer zu sein, was wiederum die Frage nach unterschiedlichen Trägheitsmomenten der intermediären Konfigurationen der einzelnen Ausgangskanäle aufwirft.

Die Struktur bei 27 MeV tritt in der $m=12$ -Anregungsfunktion deutlich stärker in Erscheinung als im oberen Bild. Ansonsten zeigt sich kein drastischer Unterschied zwischen $\bar{\sigma}$ und $\bar{\sigma}_2$; insbesondere sind die Verhältnisse Maxima zu Minima für die beiden Anregungskurven durchaus vergleichbar.

Die Abweichung zwischen großen und kleinen Punkten im oberen Bild verweist auf eine unterschiedliche Winkelabhängigkeit mit der Einschußenergie.

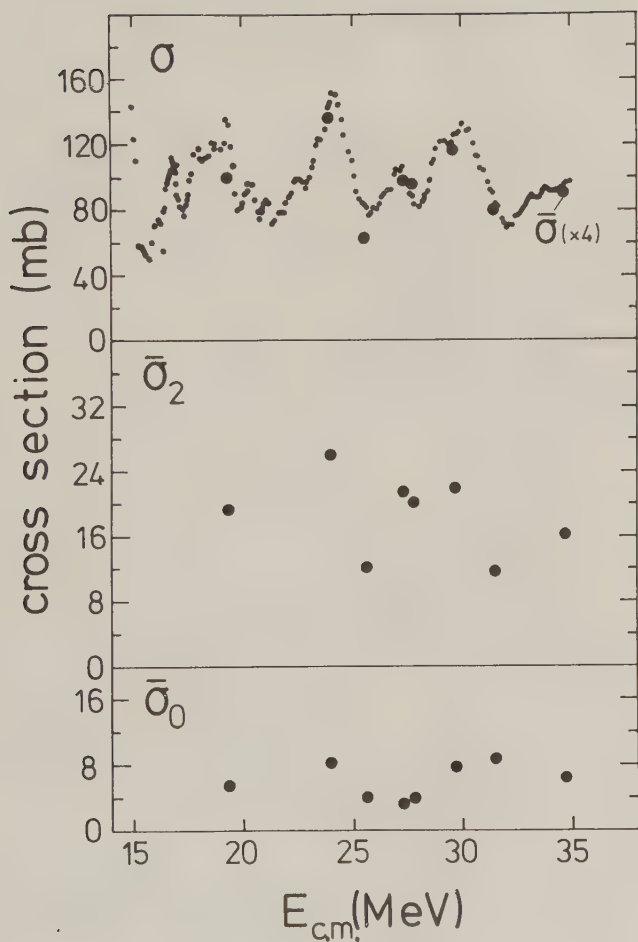


Abb.5.2a: Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ (oberes Bild) und ihre Aufteilung nach der Spinorientierung.

Der Index von $\bar{\sigma}$ bezeichnet die Spinprojektion $|m|$, der Strich über σ deutet die Winkelintegration über den Bereich $40^\circ \leq \theta_{C.m.} \leq 90^\circ$ an (siehe Text), σ ohne Strich bezieht sich auf die Cormier-Daten (kleine Punkte).

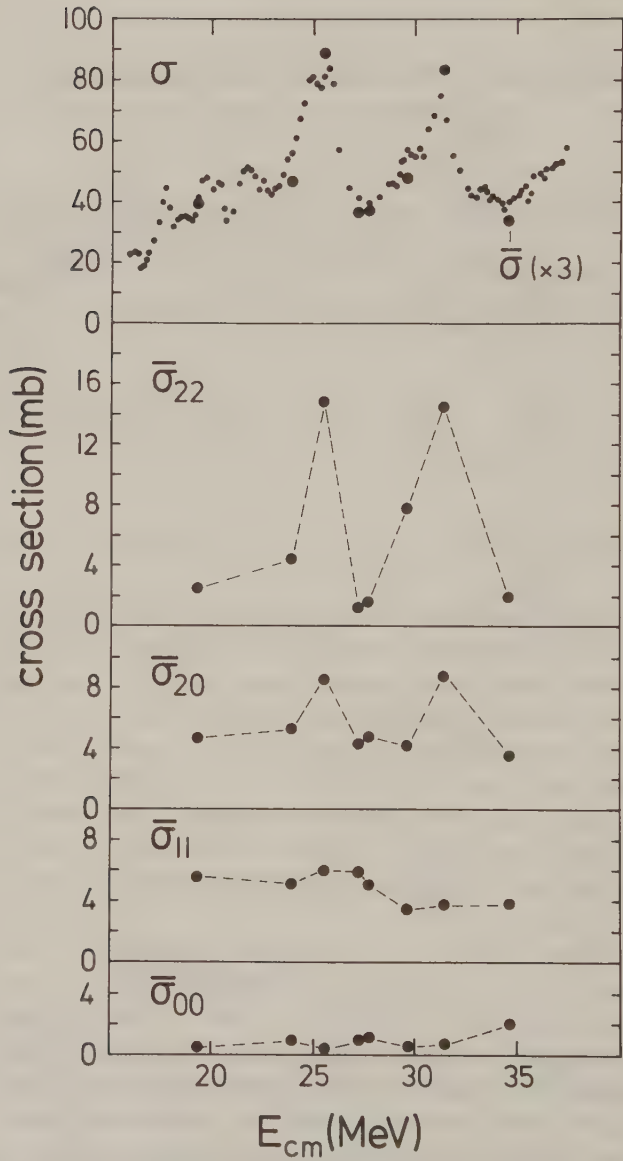


Abb.5.2b: Wie Abb.5.2a, jedoch für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^*(2^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$. Die Aufteilung ist hier nach der korrelierten Spinorientierung $|m_1| |m_2|$ durchgeführt, die Winkelintegration erstreckt sich über den Bereich $45^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 90^\circ$.

Während in Abb.5.2a die Aufteilung nach $|m|$ keinen besonders augenfälligen Effekt zeigt, trifft für Abb.5.2b das Gegenteil zu. (Die Winkelintegration wurde in analoger Weise nach Gleichung 5.1 mit $P_{|m_1||m_2|}$ statt $P_{|m|}$ durchgeführt.)

Wie zu sehen ist, rühren die Resonanzen im Gesamtwirkungsquerschnitt fast ausschließlich von dem Resonanzverhalten der $|m_1||m_2|=22$ -Komponente her. Der über den gesamten Energiebereich sehr kleine $\bar{\sigma}_{00}$ -Wert läßt darauf schließen, daß die Reaktionsanteile mit einer Gesamtspinprojektion Null bei $Q=-8.88$ MeV drastisch fehlangepasst sind. Aus diesem Grund dürften die Beiträge mit $m_1=-m_2$ zu $\bar{\sigma}_{22}$, die von denjenigen mit $m_1=m_2$ mit der 'Out-of-Plane'-Methode nicht unterscheidbar sind, ebenfalls sehr klein sein. Deutlich schwächere Strukturen zeigt $\bar{\sigma}_{20}$, die mit denen in $\bar{\sigma}_{22}$ korreliert zu sein scheinen. (Die zusätzlichen Meßwerte bei 24.75 MeV, wo die Normierung des Wirkungsquerschnitts fehlt, deuten allerdings auf eine Verschiebung der niederenergetischen Resonanz in $\bar{\sigma}_{20}$ zu kleinerer Energie; die Aufspaltung der Struktur bei 24 MeV in den Cormier-Daten könnte unter Umständen aus dem Zusammenwirken von $\bar{\sigma}_{22}$ und $\bar{\sigma}_{20}$ herrühren.) $\bar{\sigma}_{11}$ zeigt ein äußerst schwaches Resonanzverhalten.

Das dramatische Verhältnis von einer Größenordnung zwischen Maxima und Minima der Anregungsfunktion der Komponente mit beiden Spins in paralleler Ausrichtung zum Bahndrehimpuls zeigt, daß für die Doppelanregung ein weitaus wirksames 'matching' vorliegt als für die Einfachanregung. Eine überzeugende Erklärung hierfür wäre die Befolgung der 'sticking'-Bedingung während der Reaktion im Falle der symmetrischen Anregung. Die Bedingung für starre Rotation stellt nämlich eine zusätzliche Forderung zur Energie-Drehimpulsbilanz dar, und verlangt neben paralleler Einstellung der Spins I_1, I_2 zum Bahndrehimpuls J die Erfüllung der Gleichung:

$$I_{1(2)} = \frac{\Theta_{1(2)}}{\Theta_1 + \Theta_2 + \mu D^2} J. \quad (5.2)$$

In der Tat ergeben realistische Zahlenwerte für den Eingangsdrehimpuls $J=14 \hbar$, die inversen ^{12}C -Trägheitsmomente $\hbar^2/2\Theta_{1(2)}=490 \text{ keV}$, den Abstand der beiden ^{12}C -Schwerpunkte $D=6\text{fm}$ und die reduzierte Masse $\mu=6 \text{ amu}$, für die Spins $I_1=I_2$ gerade einen Wert von $2 \hbar$. Auch hier könnte die ^{12}C -Deformation von Bedeutung sein, denn eine starke Deformation begünstigt in einem klassischen Bild eine feste relative Orientierung der beiden ^{12}C -Kerne und damit die Bildung einer starr-rotierenden, hantelförmigen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Konfiguration ('sticking'-Konfiguration).

5.2. Die Winkelabhängigkeit

Die Analyse der Winkelverteilungen hat die Bestimmung der Partialwellenverteilung zum Ziel. Die folgenden Abschnitte werden zeigen, daß auch hier die Aufschlüsselung der Wirkungsquerschnitte nach den m-Quantenzahlen wesentliche zusätzliche Information mit sich bringt und eine Partialwellenbestimmung erst möglich macht.

5.2.1. Analyse der Ergebnisse für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+, m=0)$

Die Winkelabhängigkeit des $m=0$ -Beitrags zum einfach-inelastischen Wirkungsquerschnitt ist von regelmäßigen Oszillationen gekennzeichnet, wie sie für die elastische Streuung typisch sind (Abb.5.3). Die durchgezogenen Kurven, die in sehr guter Übereinstimmung mit den Daten verlaufen, sind das Ergebnis einer Partialwellenanalyse mit einem Ansatz nach Frahn (FRA76) für den Wirkungsquerschnitt. Dieser analytische Ausdruck enthält die komplexen Amplituden A_l der einzelnen Partialwellen als

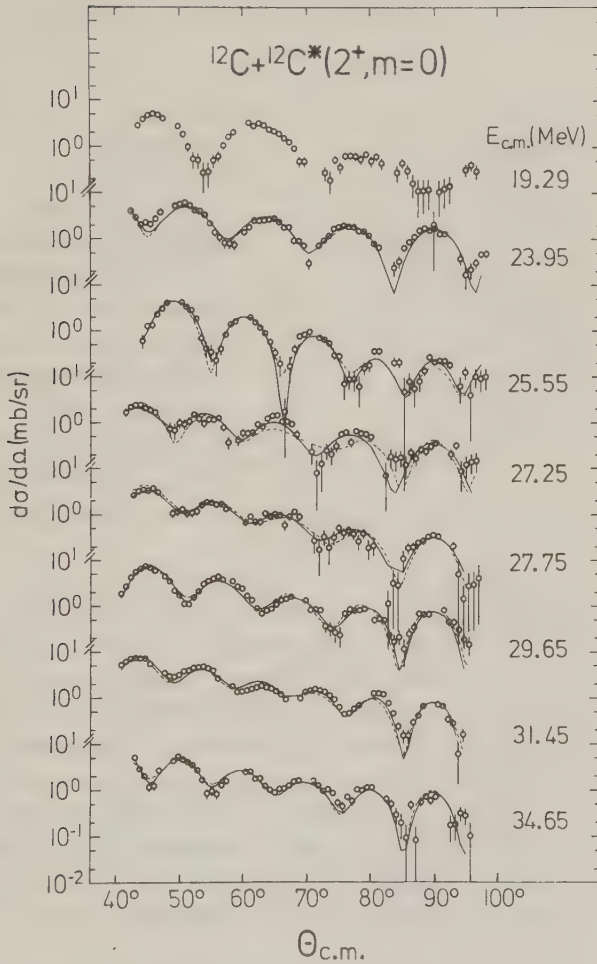


Abb.5.3: Winkelverteilungen der $m=0$ -Komponente für die einfach-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ -Streuung und ihre Beschreibung.

Die Daten sind durch Punkte dargestellt; die durchgezogenen Kurven geben das Ergebnis der Partialwellenanalyse mit Beschränkung auf 3 Partialwellen wieder, während die gestrichelten, die zum Teil nahezu identisch mit den durchgezogenen Kurven verlaufen, das Ergebnis des 'DWBA'-Ansatzes (siehe Text) darstellen.

Parameter und wird im nächsten Abschnitt angegeben und erläutert.

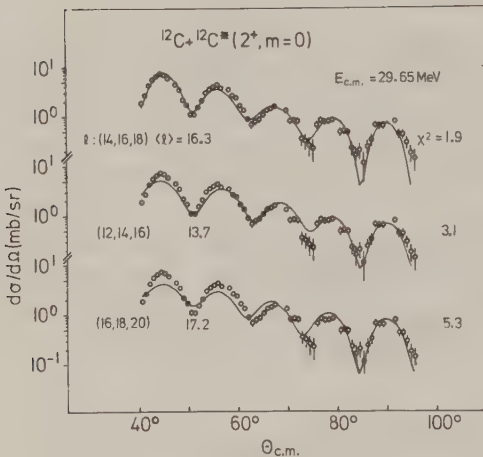


Abb. 5.4:
Demonstration der
'Empfindlichkeit' der
Partialwellenanalyse.

Die drei l -Werte in
Klammern geben den in
der Analyse zugelassenen
Partialwellenbereich an.
 $\langle l \rangle$ bezeichnet den Schwerpunkt
der resultierenden
 l -Verteilung.

Die Analyse bestand darin, mittels einer 'Fit-Routine' diejenigen Werte für die Amplituden zu finden, die eine beste Anpassung an die Meßdaten liefern. Dabei zeigte sich, daß selbst bei der Beschreibung dieser recht vollständigen und detaillierten Daten zunächst gleichgute Ergebnisse für verschiedene Amplitudensätze und -werte möglich sind. Eine Beschränkung im Ansatz auf nur 3 bzw. 4 benachbarte Partialwellen liefert jedoch mit Ausnahme der kleinsten Energie (die Winkelverteilung hat hier nur 3 Minima) eine eindeutige Lösung. Dies wird anhand von Abb. 5.4, Anhang C.1 und Abb. 5.5 demonstriert:

Der Ansatz mit den drei Partialwellen ($l=14, 16, 18$) ergibt eine bessere Beschreibung der Daten, insbesondere bei kleinen Winkeln, verglichen mit den Ergebnissen der beiden übrigen Ansätze (Abb. 5.4); wird der zugelassene Partialwellenbereich auf 4 und 5 l -Werte erweitert, so zeigt sich in den Ergebnissen ebenfalls die Bevorzugung eines bestimmten Schwerpunkts $\langle l \rangle$ für die Drehimpulsverteilung (vgl. Anhang C.1 und Abb. 5.5). Abb. 5.4 demonstriert auch die Notwendigkeit 'guter' und vollständiger Daten für eine solche Analyse.

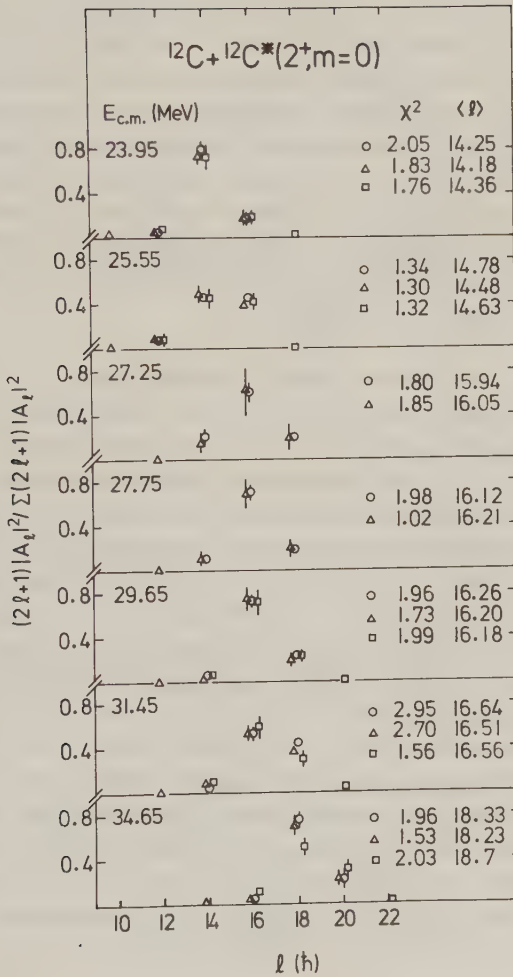


Abb.5.5: Ergebnisse der Partialwellenanalyse für Form und Schwerpunkt $\langle l \rangle$ der l -Verteilung für die $m=0$ -Komponente der einfach-inelastischen Streuung.

Die unterschiedlichen Symbole beziehen sich auf die verschiedenen zugelassenen Partialwellenbereiche im 'Fit'-Ansatz (3 bzw. 4 Partialwellen).

Wie in Abb.5.5 ersichtlich ist, erhöht sich der Schwerpunkt der Partialwellenverteilung mit zunehmender Energie. Es deutet sich jedoch ein nichtlinearer Anstieg an, was wiederum auf ein variiertes Trägheitsmoment verweist (vgl. auch Abb.5.11a). Die Breite der Verteilung umfaßt 2-3 Partialwellen. Bei einigen Energien kann von der Dominanz einer Partialwelle gesprochen werden, jedoch liegt an diesen Stellen keinesfalls immer ein Maximum im winkelintegrierten $m=0$ -Wirkungsquerschnitt vor (Abb. 5.2a).

Ein qualitativ ähnliches Ergebnis würde man von einer DWBA-Rechnung erwarten. In der Tat gelingt eine vergleichbar gute Beschreibung der Daten (Abb.5.3) mit einem Ansatz nach Bond (BON80), der mit semiklassischen Approximationen, insbesondere mit Stetigkeitsannahmen wie etwa einem linearen Zusammenhang zwischen der Phase für die Partialwelle l mit l aus dem DWBA-Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt abgeleitet ist. Der Ansatz enthält neben anderen, den Mittelwert der l -Verteilung als Fitparameter (vgl. Anhang C.2). Die sich dafür ergebenden Werte stimmen mit den Ergebnissen der Partialwellenanalyse annähernd überein und sind in Tab.5.2 auf Seite 96 zusammengefaßt. Ein kleiner Unterschied ergibt sich lediglich für die beiden Energien 27.25 MeV und 27.75 MeV, für die beide Analysen übereinstimmend eine zweite, vergleichbar gute Beschreibung mit deutlich kleineren $\langle l \rangle$ -Werten liefern. Für diese Fälle ist auch die deutlichste Abweichung zwischen den beiden Fitkurven zu beobachten.

5.2.2. Physikalische Inhalte der Partialwellenanalyse

Im folgenden werden wir anhand des Frahn'schen Ausdrucks für die Streuamplituden einer Reaktion mit Ejektilspin 2 und einer darauf basierenden Modellrechnung typische Merkmale der Winkelverteilungen und die damit unmittelbar verbundenen physikalischen Inhalte aufzeigen. Wir konzentrieren uns zunächst auf den $|m|=2$ -Fall, in dem ein direkter Zusammen-

hang zwischen der 'matching'-Bedingung und den Interferenzstrukturen besteht.

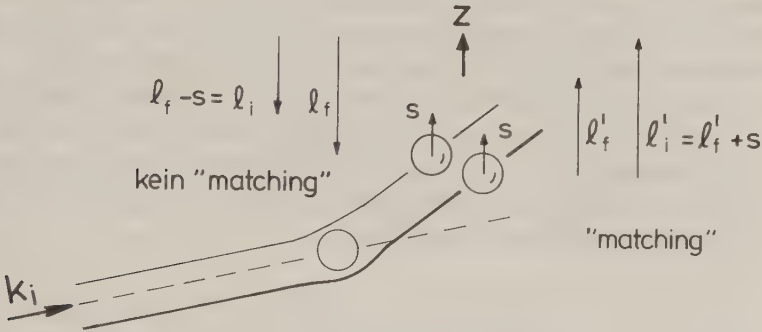


Abb.5.6: Schematische Darstellung der 'near-side'- und 'far-side'-Anteile zur inelastischen Streuung mit Spinprojektion $m=+s$.

Mit den Bezeichnungen aus Abb.5.6 und $s=2$ schreibt sich der Ausdruck von Frahn (FRA76) für die $m=+2$ -Streuamplitude als:

$$t_{+2}(\theta) \equiv |t_{+2}| e^{i\phi_{+2}} \approx \frac{(i)^2}{\sqrt{\sin\theta}} \left[\sum_{l'_f} \sqrt{2l'_f+1} \cdot A_{l'_f, l'_f+2} \cdot e^{+i \left[(l'_f + \frac{1}{2}) \theta - \frac{\pi}{4} \right]} + \sum_{l'_f} \sqrt{2l'_f+1} \cdot A_{l'_f, l'_f-2} \cdot e^{-i \left[(l'_f + \frac{1}{2}) \theta - \frac{\pi}{4} \right]} \right] \quad (5.3a)$$

A bezeichnet die komplexe Amplitude für gegebenen Drehimpuls und Spinorientierung ($A_{l_f, l_i} = A_{l_f, l_f \pm m}$, vgl. FRA76) und ist winkelunabhängig. (Man beachte auch, daß eine parallele Spineinstellung bezüglich z eine antiparallele bezüglich l bedeuten kann.) Die beiden Summanden in (5.3a) entsprechen gerade den beiden in Abb.5.6 skizzierten Anteilen, von denen der eine angepaßt und der andere fehlangepaßt ist.

Zunächst nehmen wir an, es trage nur ein Anteil und nur eine Partialwelle zum Streuprozess bei, d.h. alle Amplituden bis auf eine einzige seien gleich Null. Die Streuamplitude reduziert sich demnach im wesentlichen auf einen einzigen konstanten Vektor, der sich gemäß der θ -Abhängigkeit im Exponenten gleichförmig in der komplexen Ebene dreht, wie dies in Abb.5.7a durch die Pfeile angedeutet ist. Die Winkelabhängigkeit des $m=+2$ -Wirkungsquerschnitts (Betragsquadrat der Streuamplitude) wird in diesem Fall allein vom $1/\sin\theta$ -Term bestimmt (Abb.5.7a).

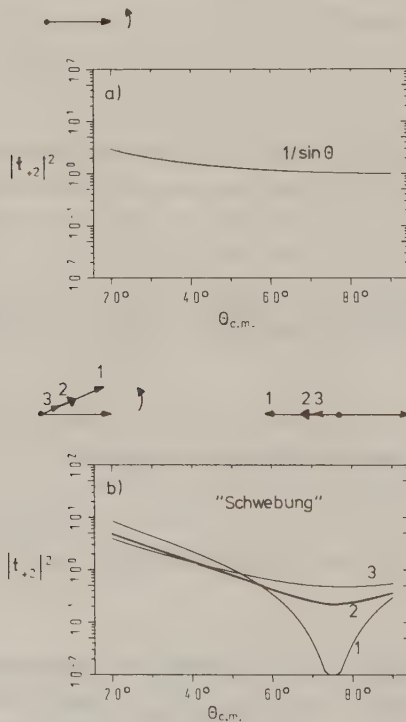


Abb.5.7: Modellrechnung zur Illustration typischer Merkmale der Winkelverteilungen (s. Text). Die Kennzeichnung mit 1,2 und 3 bezieht sich auf die Stärke der hinzugenommenen Partialwelle ($l=14\hbar$); Die Pfeillänge gibt den Amplitudenbetrag der jeweiligen Partialwelle wieder.

Sind innerhalb eines Anteils mehrere Partialwellen aktiv, so ist das typische Ergebnis ein 'schwebungsartiger' Verlauf der Winkelverteilung. Abb.5.7b erläutert dies am Beispiel der Rechnung mit zwei benachbarten Partialwellen: die Phasendifferenz zwischen den beiden Vektoren wächst stetig mit dem Streuwinkel, ihre Vektorsumme und damit auch der Wirkungsquerschnitt nimmt ab, bis sich die Vektoren gegenüber stehen und wächst dann wieder an; das 'Schwebungsminimum' ist umso kleiner, je vergleichbarer die Amplitudenbeträge sind. Der Abstand zwischen Schwebungsmaximum und -minimum beträgt in diesem Fall benachbarter Partialwellen ($\Delta l = 2\hbar$) 90° .

Bevor wir auch den fehlangepaßten Term mitberücksichtigen, schreiben wir noch die Streuamplitude für $m=-2$ (Spin und z-Richtung sind antiparallel) explizit auf:

$$t_{-2}(\theta) \equiv |t_{-2}| e^{i\delta_{-2}} \approx \frac{(i)^{-2}}{\sqrt{\sin \theta}} \left[\sum_{\ell_f'} \sqrt{2\ell_f' + 1} \cdot A_{\ell_f', \ell_f' + 2} \cdot e^{-i \left[(\ell_f' + \frac{1}{2}) \theta - \frac{\pi}{4} \right]} + \sum_{\ell_f} \sqrt{2\ell_f + 1} \cdot A_{\ell_f, \ell_f - 2} \cdot e^{+i \left[(\ell_f + \frac{1}{2}) \theta - \frac{\pi}{4} \right]} \right] \quad (5.3b)$$

Wie man sieht, tauchen in dem Ausdruck die gleichen Amplituden A auf wie in (5.3a), es sind lediglich die Vorzeichen in den Exponenten vertauscht. Dies bedeutet eine entgegengesetzte Rotation der Vektoren in der komplexen Ebene (Abb.5.7c und d). Die typischen Merkmale der Winkelverteilung ändern sich nicht, wie das Ergebnis erwartungsgemäß zeigt (Abb.5.7c,d).

Ein besonders interessantes Resultat ergibt sich für die Abhängigkeit der Phasendifferenz der Streuamplituden $\delta_{+2} - \delta_{-2}$ vom Streuwinkel. Wie man sich im einfachsten Fall nur einer Partialwelle leicht klarmacht, ergibt sich aus (5.3a) und (5.3b):

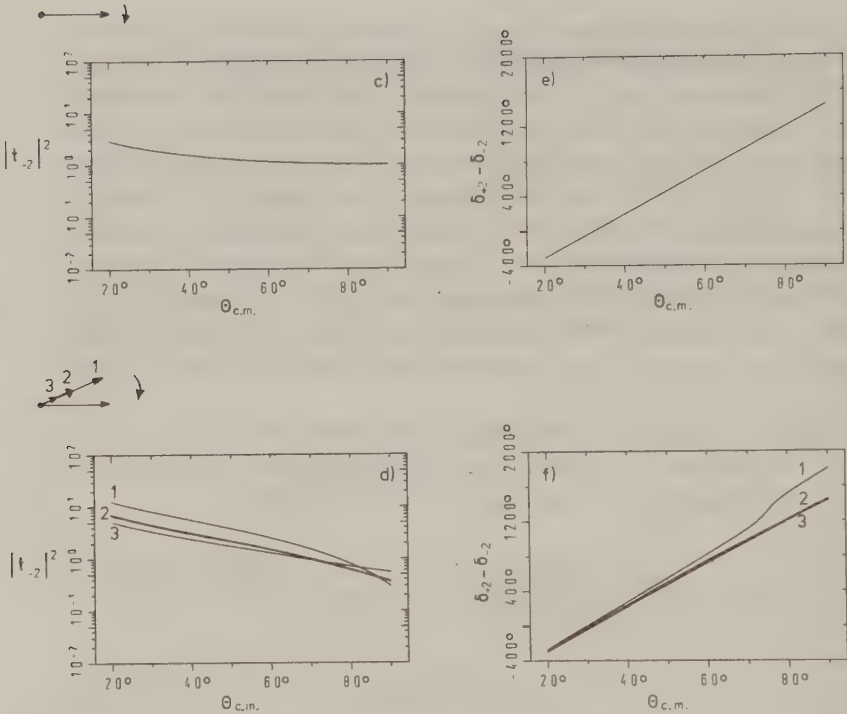


Abb. 5.7 (Fortsetzung): Wegen der vorgegebenen Anfangsphasendifferenz von 30° verlagert sich das Minimum gegenüber dem in Abb. 5.7b nach 105° .

$$\delta_{+2} - \delta_{-2} = (2l'_f + 1) \Theta - \frac{\pi}{2}, \quad (5.4)$$

d.h. die Abhängigkeit der Phasendifferenz vom Streuwinkel ist in einfacher und direkter Weise mit dem Drehimpuls verknüpft und stellt somit eine wertvolle Meßgröße zu seiner Bestimmung dar. Wie aus Abb. 5.7f und e ersichtlich wird, ändert sich der Winkelverlauf der Phasendifferenz bei Hinzunahme einer weiteren Partialwelle mit um $2\hbar$ höheren Wert nur geringfügig: Bei gleichgroßen Amplituden (Kurve 1) ist die Steigung der Kurve gerade um $2 \cdot 1(\hbar)$ größer. Der 180° -Sprung in Kurve 1 liegt genau an der Stelle des Schwebungsminimums und ist anhand eines Vektordiagramms leicht verständlich.

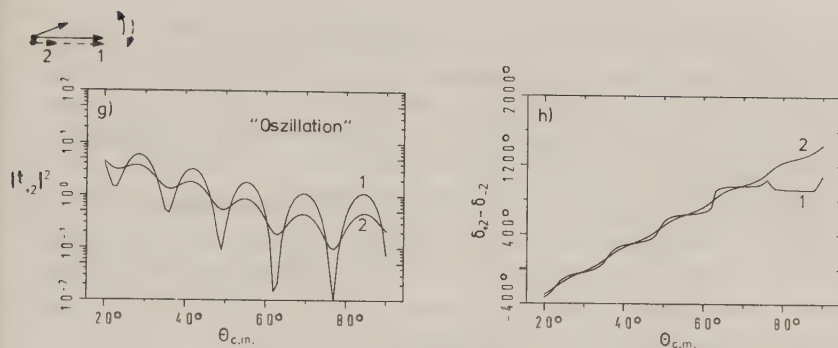


Abb.5.7 (Fortsetzung): Die gestrichelten Pfeile beziehen sich auf den fehlangepaßten Anteil.

Wie ändert sich nun Winkelverteilung und Verlauf der Phasendifferenz durch Hinzunahme des fehlangepaßten Anteils? Abb.5.7g und h zeigen dies bildlich: typische Oszillationen modulieren nun die Winkelverteilung, ihr mittlerer Verlauf ('Schwebungsverlauf') bleibt jedoch unverändert gegenüber demjenigen ohne diesen Anteil (Kurve 2 in Abb.5.7b); das gleiche gilt für den Phasendifferenzverlauf. Die Modulation ist in beiden Kurven umso stärker, je vergleichbarer in ihrer Stärke der 'near-side'- und 'far-side'-Anteil sind. Die Amplitude der Oszillation ist also ein Maß für die relative Stärke der beiden Anteile zueinander. Die 'Phasendifferenzsprünge' sind auch in diesem Fall mit den Interferenzminima im Wirkungsquerschnitt korreliert. Ihr Abstand hängt von der Schnelligkeit, mit der die Amplituden der beiden Anteile gegeneinander rotieren, also im wesentlichen von $\langle l_f \rangle + \langle l_f' \rangle$ ab.

Der Verständlichkeit wegen wurde die Diskussion auf den konkreten Fall der einfach-inelastischen Streuung mit Spinprojektion $m=\pm 2$ beschränkt. Die prinzipiellen Ergebnisse bleiben jedoch gültig auch für den Reaktionsanteil mit $m=0$ und für Reaktionen mit Gesamtspin $s \neq 2$, also insbesondere mit $s=4$. In die Ausdrücke für die Streuamplituden sind jeweils nur die Amplituden $A_{l_f, l_f' \pm m}$ für die jeweilige Gesamtspinpro-

jektion m sowie entsprechend i^m einzusetzen.

Die ausgeprägten Oszillationen der $m=0$ -Winkelverteilungen sind nunmehr leicht verständlich: Sie sind das Ergebnis der Gleichheit der 'near-side'- und 'far-side'-Anteile ($A_{l_f, l_f' + 0} = A_{l_f, l_f' - 0}$ für $l_f' = l_f$).

Eine weitere Bemerkung betrifft die Vertauschbarkeit der Teilchen. Zur Beschreibung der Daten ist die symmetrisierte Amplitude $T^m(\theta)$ aus Gleichung (4.12) zu verwenden. Wie man durch Substitution von θ durch $(\pi - \theta)$ in Gln. 5.3b leicht überprüfen kann, gelten folgende Relationen:

$$t_{-2}(\pi - \theta) = t_{+2}(\theta) \quad \text{falls } l_f, l_f' \text{ gerade sind} \quad (5.5)$$

und

$$t_{-2}(\pi - \theta) = -t_{+2}(\theta) \quad \text{falls } l_f, l_f' \text{ ungerade sind.}$$

Damit ergibt sich für die symmetrisierte Amplitude nach (4.12)

$$T^{+2}(\theta) = t_{+2}(\theta) + t_{-2}(\pi - \theta) = 2t_{+2}(\theta) \quad \text{und } l_f, l_f' \text{ gerade.} \quad (5.6)$$

Für den allgemeinen Fall erhält man:

$$T^m(\theta) = 2t_m(\theta) \begin{cases} \text{mit } l_f, l_f' \text{ gerade für } m \text{ gerade} \\ \text{mit } l_f, l_f' \text{ ungerade für } m \text{ ungerade.} \end{cases} \quad (5.6a)$$

Dies bedeutet, daß die Beschreibung von einfach-inelastischen Reaktionen mit identischen Teilchen ebenfalls mit den (verallgemeinerten) Ausdrücken (5.3) erfolgt, jedoch ist im Falle der Anregung von einem Zustand natürlicher Parität mit geradem (ungeradem) Spin nur über gerade (ungerade) Drehimpulse zu summieren.

Der hier vorgestellten Modellrechnung liegen die symmetrisierten Amplituden zugrunde (es wurden nur gerade Partialwellen zugelassen); ihre Ergebnisse sind also unmittelbar mit den experimentellen Daten vergleichbar.

5.2.3. Analyse der Ergebnisse für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+, m=\pm 2)$

Aufgrund der Diskussion im letzten Abschnitt sind die in Abb.5.8 dargestellten $m=\pm 2$ -Winkelverteilungen sowie die Winkelabhängigkeit der Phasendifferenz (Abb.5.9) verständlich, und ergeben bereits einige qualitative Aussagen über die Partialwellenverteilung.

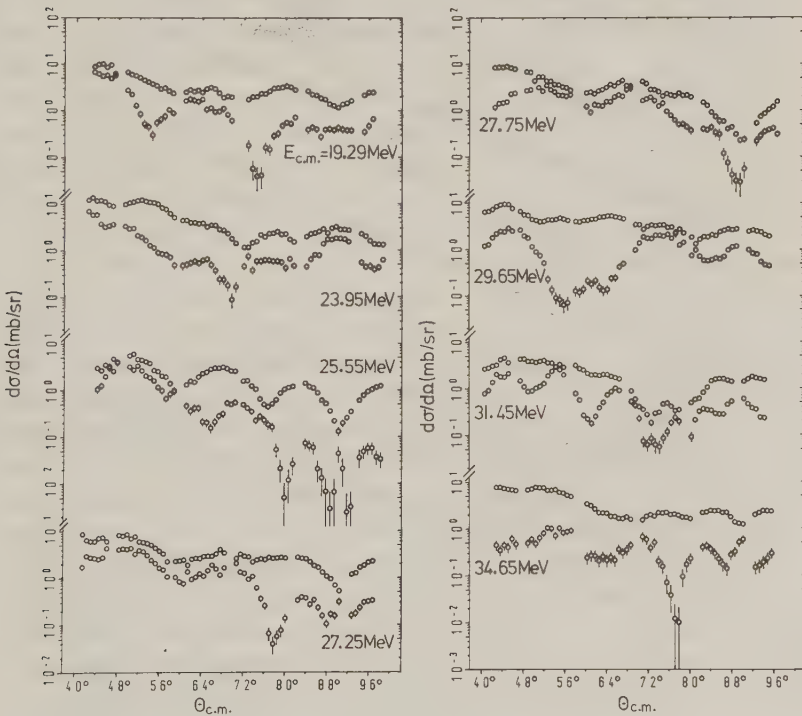


Abb.5.8: Winkelverteilungen der $m=\pm 2$ -Beiträge zur einfach-inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung. (Da nur der Polarisationsbetrag gemessen wurde, ist keine Zuordnung der Meßpunkte zu $m=+2$ bzw. $m=-2$ möglich.)

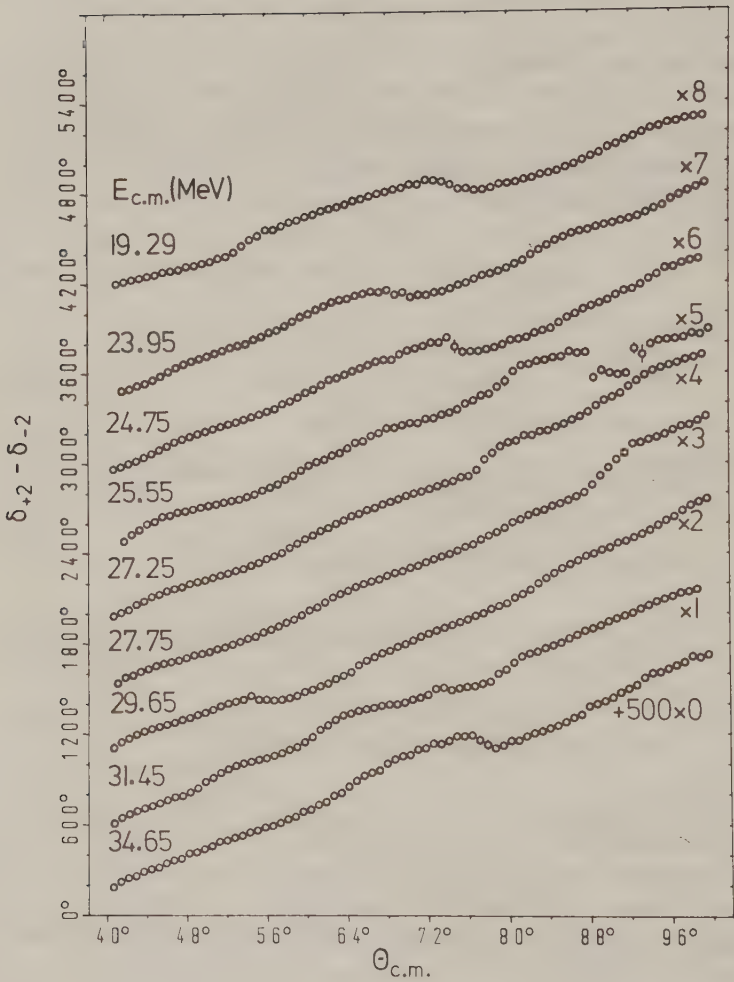


Abb.5.9: Phasendifferenz der $m=+2-$ und $m=-2-$ Streuamplitude für die einfach-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung.

Die Steigung des Phasendifferenzverlaufs mit dem Streuwinkel wächst mit zunehmender Einschußenergie an und reflektiert das erwartungsgemäße Anwachsen des Mittelwerts der Drehimpulsverteilung. Die Nichtlinearität der Kurven in Abb.5.9 ermöglichen jedoch die Bestimmung dieser Mittelwerte aus der Steigung der Kurven (vgl. Abb.5.7e,f,h) nur mit einer Genauigkeit von 1-2%. Diese Abweichung von einer Geraden und vor allem die '180°-Sprünge' in der Phasendifferenz sind gemäß den Erkenntnissen aus Abschnitt 5.2.2 das Ergebnis von Interferenzeffekten. In der Tat entspricht jeder '180°-Sprung' einem Interferenzminimum in der entsprechenden Winkelverteilung, wie aus dem Vergleich der Bilder ersichtlich wird. Es handelt sich fast ausschließlich um 'Schwebungsminima', da zum einen der oszillatorische Charakter in den Winkelverteilungen nur sehr schwach ausgeprägt ist und zum anderen keine Periodizität von 'Sprüngen' im Phasendifferenzverlauf beobachtbar ist (vgl. Abb.5.7h). Daraus läßt sich schließen, daß der angepaßte Anteil den nichtangepaßten deutlich überwiegen muß. Allein bei 25.55 und 31.45 MeV treten die Oszillationen in den Winkelverteilungen deutlicher hervor, und auch der Verlauf der Phasendifferenz scheint bei diesen Energien stärker moduliert zu sein. Dies ist nicht überraschend, da es sich hierbei um 'off-resonance'-Energien handelt (vgl. Abb.5.2a): Eine Verminderung des angepaßten Anteils 'off-resonance' führt dazu, daß die Interferenzen mit dem (schwächeren) fehlangepaßten Anteil sichtbar werden.

Während sich aus der Charakteristik der 'near-side far-side'-Interferenzmuster in völligem Einklang mit der 'matching'-Bedingung das deutliche Übergewicht (zumal 'on-resonance') des angepaßten Anteils feststellen läßt, verweist der 'Schwebungsverlauf' der Winkelverteilungen auf den Beitrag mehrerer Partialwellen. Selbst 'on-resonance' (z.B. bei 29.65 MeV, vgl. Abb.5.12) sind sehr starke 'Schwebungsminima' zu beobachten, die eine deutliche Dominanz nur einer Partialwelle ausschließen. Der Befund, daß mehr als nur ein 'Schwebungsminimum' in den $m=12$ -Winkelverteilungen auszumachen sind (z.B. bei 23.95 MeV oder 31.45 MeV), deutet auf einen signifikanten Beitrag von

mindestens 3 benachbarten Partialwellen hin.

Eine quantitative Partialwellenanalyse auf der Basis der Gleichungen (5.3) bestätigt diese Aussage. Es wurde versucht, die Amplituden A aus (5.3) durch einen globalen 'Fit' an alle Meßergebnisse für $m=2$ (also Wirkungsquerschnitt, Polarisationsbetrag und Phasendifferenz) zu finden. Die analytischen Ausdrücke für diese drei Größen, die als Fitansätze verwendet wurden, schreiben sich mit $T^{\pm 2}(\theta)$ (Abschnitt 2.2) wie folgt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= |T^{+2}(\theta)|^2 + |T^{-2}(\theta)|^2 \\ |P_z| &= \left| \frac{|T^{+2}(\theta)|^2 - |T^{-2}(\theta)|^2}{|T^{+2}(\theta)|^2 + |T^{-2}(\theta)|^2} \right| \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$\cos(\delta_{+2} - \delta_{-2}) = \cos(\arctg \frac{\text{Im } T^{+2}}{\text{Re } T^{+2}} - \arctg \frac{\text{Im } T^{-2}}{\text{Re } T^{-2}}).$$

Die Ergebnisse der Rechnungen mit Beschränkung auf 3 Partialwellen für den angepaßten Anteil und auf 2 für den schwachen fehlangepaßten sind für zwei Energien in Abb.5.10 dargestellt. Wie aus den unteren beiden Bildern zu sehen ist, gelingt die Beschreibung der Phasendifferenz am besten. Dies ist verständlich, da der Zusammenhang zwischen Phasendifferenz und Streuwinkel fast linear ist.

Hingegen zeigen die gerechneten Kurven starke Abweichungen von den $|P_z|$ - und $d\sigma/d\Omega$ -Meßwerten, die Oszillationsstrukturen werden nur unbefriedigend wiedergegeben. erinnert man sich jedoch daran, daß die Oszillationen sehr sensitiv auf den fehlangepaßten Anteil sind (der nur sehr schwach mit etwa 10-20% zum Wirkungsquerschnitt beiträgt), so wird die Schwierigkeit einer guten Beschreibung deutlich: Partialwellenbeiträge im %-Bereich ändern bereits die oszillatorische Struktur erheblich und müßten daher in der Rechnung enthalten sein. Eine Erweiterung des zugelassenen Partialwellenbereichs führt jedoch zu großen Schwierigkeiten. Wegen der hochgradigen Nichtlinearität des Fitproblems ist das wahre χ^2 -Minimum sehr schwierig zu finden, da die Zahl der

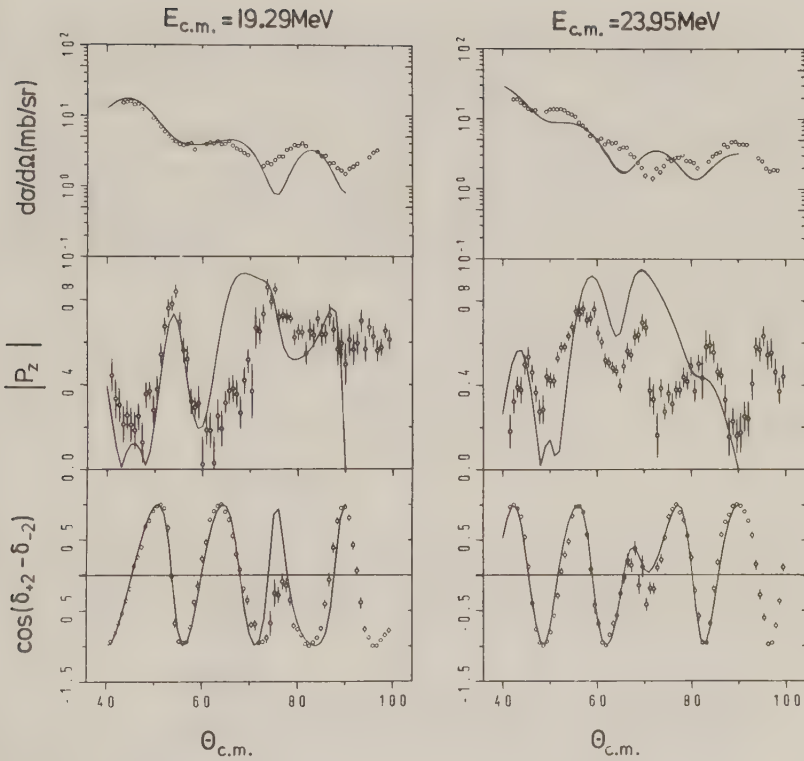


Abb.5.10: Typische Beschreibung der Meßergebnisse für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^(2^+, m=12)$ (der Wirkungsquerschnitt ist die Summe der $m=+2$ - und $m=-2$ -Beiträge) mit dem Frahn'schen Partialwellenansatz (siehe Text).*

χ^2 -Nebenminima mit größer werdender Anzahl von Partialwellen stark ansteigt. Hier könnte die Erweiterung der Meßdaten auf einen ausgedehnteren Winkelbereich weiterhelfen. Es sei auch noch angemerkt, daß die Beschreibung bei einer Beschränkung auf nur einen Teil der Daten zwar sehr gute 'Fits' liefert, die Lösung aber nicht eindeutig ist.

Als quantitatives Ergebnis der Analyse sind in Tab.5.2 die Schwerpunkte $\langle l \rangle$ der Partialwellenverteilung für den dominierenden Anteil angegeben. Die gute Beschreibung der Phasendifferenz, die ja in unmittelbarster Weise mit dieser Größe verknüpft ist (vgl. Gleichung 5.4 und Abschnitt 5.2.2), rechtfertigen dies. Darüber hinaus, liefern die Rechnungen aufgrund von Fitansätzen mit unterschiedlichen zugelassenen Partialwellenbereichen ähnliche $\langle l_f \rangle$ -Werte (die Abweichungen betragen etwa $0.5 \hbar$).

$E_{C.m.}$ (MeV)	19.29	23.95	25.55	27.25	27.75	29.65	31.45	34.65	$\pm \langle J \rangle$
$\langle J \rangle = \langle l_f \rangle^a)$		14.2	14.8	16.0	16.1	16.2	16.6	18.3	$0.2^1)$
$\langle J \rangle = \langle l_f \rangle^b)$		14.6	15.0	16.9	16.5	16.3	17.1	18.4	$0.05^2)$
$\langle J \rangle = \langle l_f \rangle + 2^c)$	13.0	15.3	16.0	15.5	15.5	17.0	16.8	17.5	$0.5^1)$

Tab.5.2: Schwerpunkte der Drehimpulsverteilung (in Einheiten von $\hbar$):

- a) Ergebnis der Partialwellenanalyse für $m=0$;
 - b) Ergebnis mit dem 'DWBA'-Ansatz für $m=0$;
 - c) Ergebnis der Partialwellenanalyse für $m=2$.
- 1) Die Fehler wurden aus der Streuung der $\langle l_f \rangle$ -Resultate unterschiedlicher Fitansätze geschätzt und sind vorwiegend systematischer Natur.
- 2) Typischer statistischer Fehler, wie er sich aus einzelnen 'Fits' nach dem 'DWBA'-Ansatz ergibt (vgl. auch Anhang C.2).

Ebenfalls in Tab.5.2 sind die Ergebnisse der beiden Analysen aus Abschnitt 5.2.1 für den $m=0$ -Fall angegeben.

Die graphische Darstellung dieser Ergebnisse (Abb.5.11) zeigt im Mittel einen linearen Verlauf der Datenpunkte, was die Bestimmung der Trägheitsmomente der intermediären Konfigurationen für die beiden Reaktionskanäle erlaubt. Das interessante Ergebnis unterschiedlicher Trägheitsmomente und Bandenköpfe (s. Abb.5.11) wird in Kap.6 diskutiert werden. Eine weitere Auffälligkeit zeigt sich in der deutlichen Abweichung vom linearen Trend der $\langle J \rangle$ -Werte sowohl für $m=0$

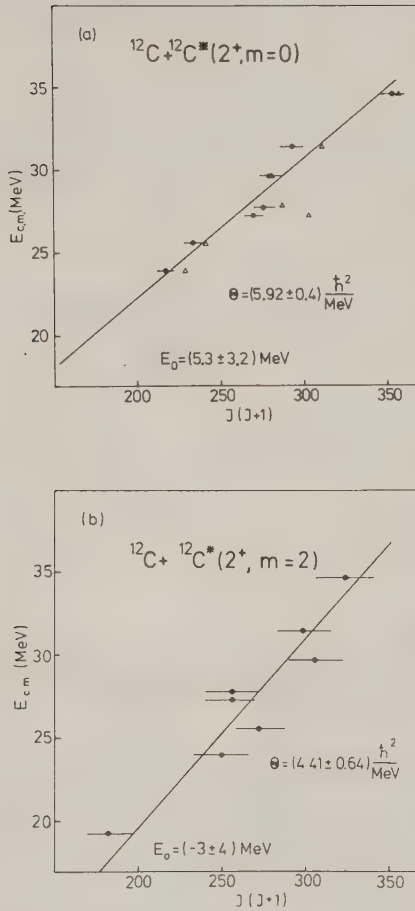


Abb.5.11: Darstellung der $\langle J \rangle$ -Werte aus Tab.5.2 in E gegen $J(J+1)$ -Diagrammen. Die Punkte sind das Ergebnis der Partialwellenanalyse, während die Dreiecke das Ergebnis mit dem 'DWBA'-Ansatz darstellen. θ und E_0 bezeichnen jeweils Trägheitsmoment und Bandenkopf (Ordinatenschnittpunkt), wie sie sich für die eingezeichneten, an die Daten angepaßten Geraden ergeben.

als auch für $m=+2$ für die beiden Energien (27.25 und 27.75 MeV), die schon in der Anregungsfunktion durch ein Zwischenminimum und im P_{ZZ} -Verlauf durch ein besonders hohes Alignment (Abb.5.1a) hervortreten. Die gefundenen Drehimpulsmittelwerte bestätigen einmal mehr, daß der Fluß in den inelastischen Kanal und damit der Resonanzbeitrag von Partialwellen um l_{graz} herrührt.

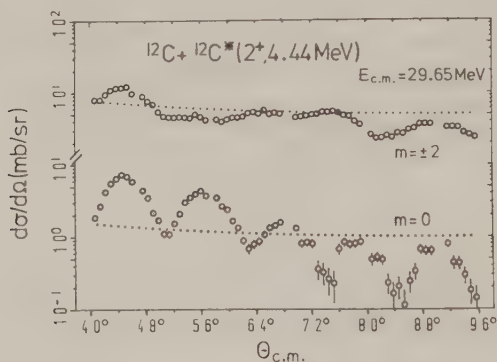


Abb.5.12: Vergleich der $|m|=2$ - und $m=0$ -Winkelverteilung mit dem $1/\sin\theta$ -Verlauf (Punkt-Kurve).

Die Resonanzspinnzuordnung von Cormier et al. (CAB77), die die gleichen Drehimpulse für die breiten Resonanzen des inelastischen Kanals postuliert, wie sie für schmale Resonanzen in anderer Kanälen bestimmt wurden, ist mit dem vorliegenden Ergebnis verträglich; die Cormier-Werte sind um 0.5-1.0 $\hbar$ kleiner (vgl. Abb.1.2). Auf der Basis einer DWBA-Analyse, der allerdings die weniger detaillierten Daten älterer Arbeiten zugrunde liegen, findet Tanimura et al. (TWM83) um 1-2 $\hbar$ größere Resonanzdrehimpulse verglichen mit dem Ergebnis dieser Arbeit.

Im Hinblick auf die Darstellung der Ergebnisse für die doppelt-inelastische Streuung zeigen wir am Beispiel einer Energie in Abb.5.12 den Vergleich der Winkelverteilungen der einfach-inelastischen Streuung mit dem $1/\sin\theta$ -Verlauf. Die Abweichungen von diesem Verlauf zeigen noch einmal, daß nicht nur eine Partialwelle relevant ist.

5.2.4. Winkelabhängigkeit der nach korrelierter Spin- ausrichtung aufgeschlüsselten Wirkungsquerschnitte

Abb.5.13a bis d zeigen die differentiellen $|m_1||m_2|$ -Wirkungsquerschnitte für die doppelt-inelastische Streuung. Die nun folgende Diskussion beruht wiederum auf den in Abschnitt 5.2.2 gewonnenen Einsichten.

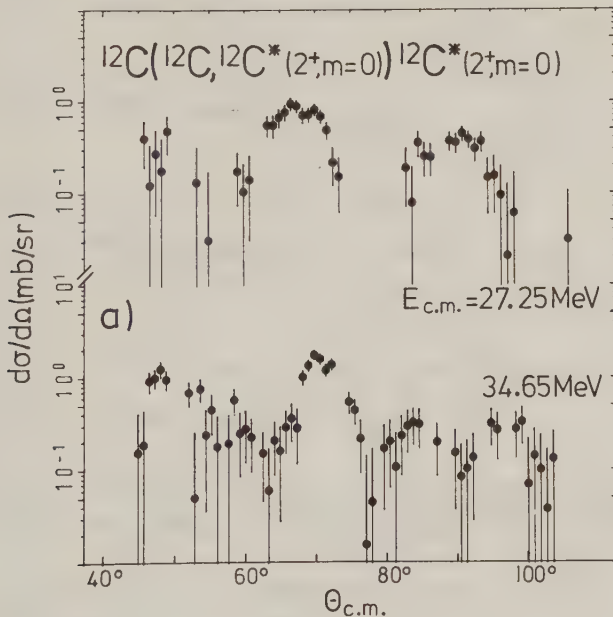


Abb.5.13: Winkelverteilungen der nach korrelierter Spin-orientierung aufgeschlüsselten Beiträge zur doppelt-inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung und ihr Vergleich mit dem $1/\sin\theta$ -Verlauf (Punkt-Kurve).

Die Winkelverteilungen der Komponente mit beiden Spinprojektionen gleich Null weisen erwartungsgemäß ausgeprägte Oszillationen auf. In Abb.5.13a sind stellvertretend nur zwei Beispiele gezeigt, da diese Komponente sehr schwach ist (vgl. Abb.5.2b) und der Charakter der Winkelverteilungen sich mit der Energie kaum ändert.

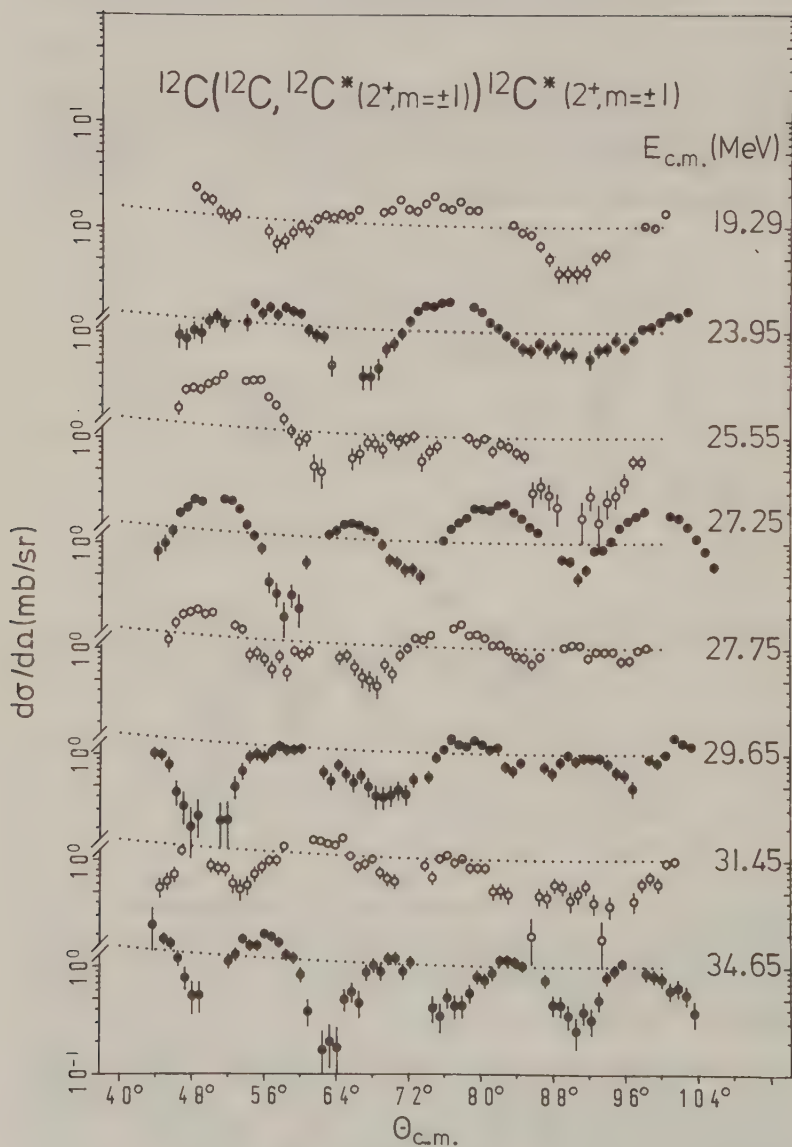


Abb.5.13b (Fortsetzung von Abb.5.13)

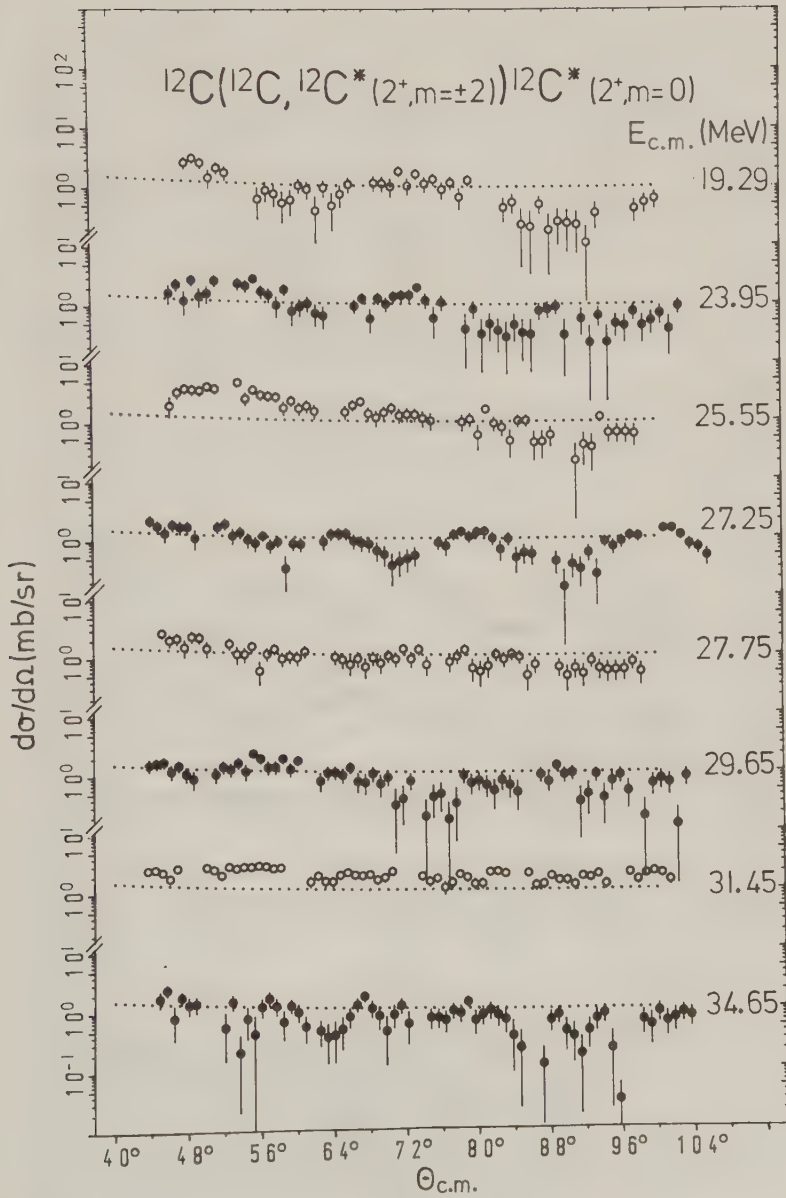


Abb. 5.13c (Fortsetzung von Abb. 5.13)

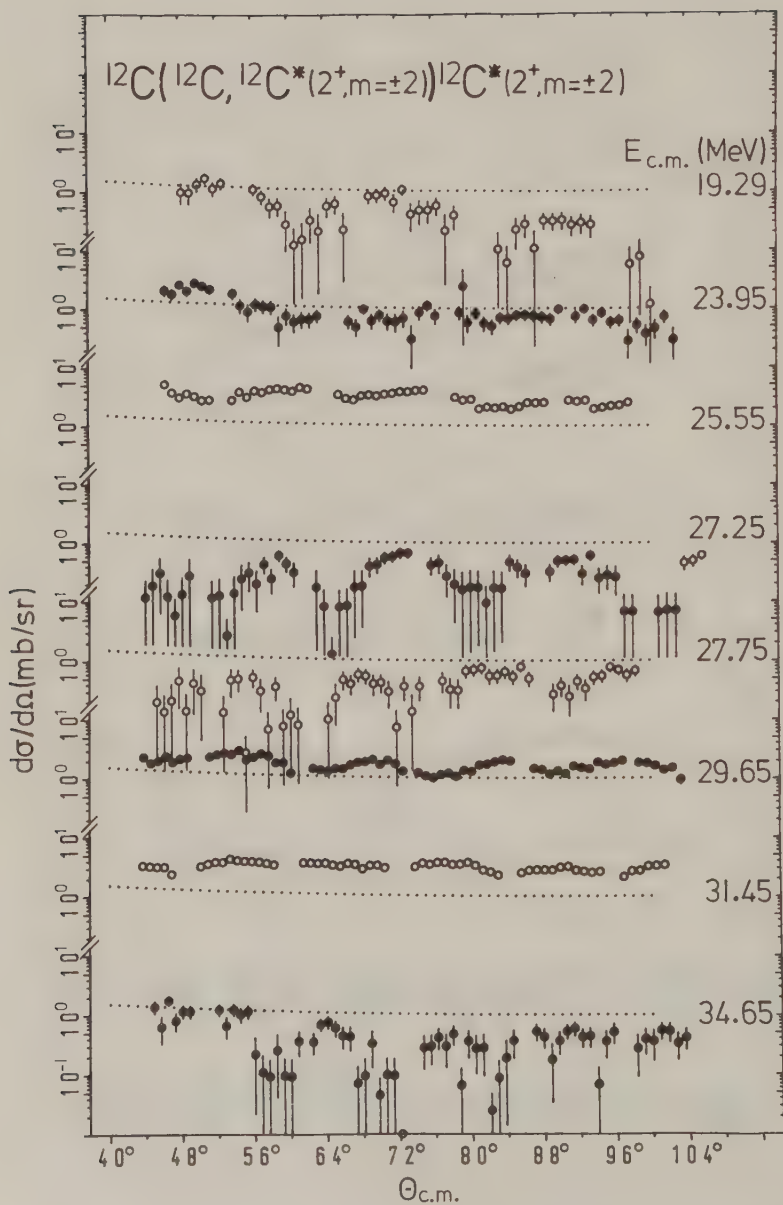


Abb. 5.13d (Fortsetzung von Abb. 5.13)

Der Winkelverlauf der Komponente mit $|m_1|=|m_2|=1$ (Abb.5.13b) zeichnet sich ebenfalls durch eine deutliche oszillatorische Struktur aus, deren Regelmäßigkeit und Stärke allerdings mit der Einschußenergie variiert. Nur für denjenigen Beitrag zu σ_{11} mit antiparalleler Spinstellung ($m_1=-m_2$) sind die 'near-side' und 'far-side'-Anteile von vergleichbarer Größe und infolgedessen starke Oszillationen zu erwarten. Der andere Beitrag, mit paralleler Spinstellung ($m_1=m_2=\pm 1$) sollte dagegen nur schwache Oszillationen aufweisen, da er einen um 4π fehlangepaßten Anteil (gegenüber demangepaßten) enthält.

In der Tat zeigen die $(|m_1|=2, |m_2|=0)$ -Ergebnisse (Abb.5.13c) fast keine Oszillationen. (Dieser Fall ist unter dem Aspekt des 'matchings' betrachtet mit oberem Fall $m_1=m_2=\pm 1$ vergleichbar.) Es kann also gefolgert werden, daß in σ_{11} erhebliche Beiträge mit antiparalleler Spinstellung enthalten sind.

Vergleicht man den mittleren Verlauf der Winkelverteilungen mit den eingezeichneten $1/\sin\theta$ -Kurven, so stellt man in Abhängigkeit von der Energie unterschiedlich starke Abweichungen fest. Am deutlichsten macht sich die Energieabhängigkeit in der σ_{22} -Komponente (Abb.5.13d) bemerkbar: Während bei 25.55 und 31.45 MeV die Winkelverteilungen nahezu glatt sind und dem $1/\sin\theta$ -Verlauf folgen, zeigt sich bei den übrigen Energien eine zum Teil erhebliche Abweichung von $1/\sin\theta$ sowie eine deutliche Oszillationsstruktur. Die starken Resonanzen in σ_{22} (vgl. Abb.5.2b) zeichnen sich also auch in der Charakteristik ihrer Winkelverteilungen klar aus - im Gegensatz zu den Resonanzen in der einfach-inelastischen Streuung (vgl. Abb.5.12 und 5.8) - was die Interpretation dieser Resonanzen als Ergebnis der 'sticking'-Bedingung (Abschnitt 5.1.2) untermauert: Ihr $1/\sin\theta$ -Verlauf läßt auf die Dominanz einer einzigen Partialwelle schließen; darüber hinaus liefert die Abwesenheit eines ausgeprägten Oszillationsmusters den zweiten deutlichen Hinweis dafür, daß der Beitrag mit $m_1=-m_2$ zu σ_{22} bei diesen beiden Energien sehr klein sein muss. Eine Drehimpulsbestimmung, die nicht nur im Hinblick auf die 'sticking'-Bedingung

interessant wäre, ist aufgrund dieser Winkelverteilungen offensichtlich nicht möglich. Jedoch erscheint wegen der Vorherrschaft nur einer Partialwelle und nur der einen Komponente mit zum Bahndrehimpuls parallelen Spins eine Analyse der azimuthalen Abhängigkeit der $\gamma_1\gamma_2$ -Intensitätsverteilung, insbesondere der Phasenrotation (vgl. Abschnitt 5.2.2 und Abb.5.7e), vielversprechend.

6. Schlußbemerkungen und Ausblick zum Resonanzverhalten von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und leichter Schwerionensysteme

Messungen des Spin-Alignments, die in den letzten Jahren auch für andere Systeme durchgeführt worden sind, ermöglichen einen umfassenderen Vergleich dieser Systeme, der bisher nur auf der Grundlage der Wirkungsquerschnitte durchführbar war. Von besonderem Interesse ist dabei die Frage, ob und in welcher Weise sich die Besonderheit des Systems $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, die sich in der höheren Komplexität und Stärke der Resonanzstrukturen im Vergleich zu anderen Systemen dieser Massenregion (z.B. $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$) zeigt, auch in den P_{ZZ} -Werten niederschlägt.

Reaktion	$\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta, E}$	Mittelungsintervalle
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^*(2^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$	0.0 1)	16-33 4 Winkel ^{a)}
$\rightarrow ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$	0.4 1)	16-33 3 Winkel ^{a)}
$^{12}\text{C}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}^*(2^+)+^{16}\text{O}$	0.6 2)	30-40 90°-138°
$\rightarrow ^{12}\text{C}+^{16}\text{O}^*(3^-)$	0.7 3)	19-24 95°-145°
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{O}+^{16}\text{O}^*(3^-)$	0.75 4)	30-40 42°-90°

Tab.6.1: Energie- und winkelmitteltes Alignment für verschiedene Reaktionen. Die Werte wurden aus den Arbeiten 1) (TKK84), 2) (ZIP84), 3) (KAT83), 4) (SCH82) gewonnen. ^{a)} Die Mittelwerte über 4 (bzw. 3) Winkel sind repräsentativ für den gesamten Winkelbereich, wie dies in Abschnitt 5.1.1 (Abb.5.1a und 5.1b) gezeigt wurde.

In Tab.6.1 sind die winkel- und energiemittelten P_{ZZ} -Werte für die bisher untersuchten Systeme zusammengestellt. Da das Verhältnis zwischen Spin und Anregungsenergie, das für die 'matching'-Bedingung entscheidend ist, für den 2^+ - in ^{12}C und den 3^- -Zustands in ^{16}O ähnlich ist, ist ein solcher Vergleich rechtfertigt. Die Unterschiede in $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta, E}$ sind erheblich, so daß trotz der unterschiedlichen

Mittelungsbereiche eine klare Systematik aufgestellt werden kann: $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta, E}$ nimmt kontinuierlich mit zunehmender Beteiligung von ^{12}C am Reaktionsprozeß ab. Darüber hinaus zeigen die experimentellen Ergebnisse auch typische Unterschiede in der Energieabhängigkeit des winkelmittelten Alignments $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta}$, die in diese Systematik hineinpassen: Je kleiner $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta, E}$ ist, umso größer werden die Schwankungen von $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta}$ mit der Energie. Gleichzeitig steigt der Korrelationsgrad der Strukturen im $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta}$ -Verlauf und in der Anregungsfunktion.

Wie lassen sich diese Befunde interpretieren? Das Ergebnis für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, ein hohes, fast energieunabhängiges Alignment entspricht völlig der Erwartung aufgrund der 'matching'-Bedingung. In der Tat gelingt für diesen Fall die Wiedergabe der $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta}$ -Daten im Rahmen der DWBA recht gut (ZIP84, TAN84). Ebenso konnte mit coupled-channel-Rechnungen im Rahmen des BCM-Modells die Energieabhängigkeit des Spin-Alignments für $^{12}\text{C}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{16}\text{O}^*(3^-)$ in etwa beschrieben werden. Im Gegensatz dazu vermochten ausführliche Rechnungen von Tanimura et al. (TAM82), Erb et al. (WKP83) und Könnecke et al. (KÖN82) es nicht, die starke Energieabhängigkeit von $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta}$ sowie den vergleichsweise kleinen gemessenen Mittelwert $\langle P_{ZZ} \rangle_{\theta, E} = 0.4$ für die einfach-inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktion zu reproduzieren. Die Analysen umfassen DWBA-, CC-Rechnungen nach dem BCM, strong-coupling-, adiabatic-coupling-Modell sowie solche, die auf dem Austern-Blair-Diffraktionsmodell basieren. Dies zeigt, daß offensichtlich eine wesentliche Größe, die zum einen die 'matching'-Bedingung und damit P_{ZZ} empfindlich beeinflusst, in den Rechnungen nur ungenügend berücksichtigt wird, und die zum anderen für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ deutlich verschieden sein muß. Es liegt nahe, die relative Orientierung der stark deformierten ^{12}C -Kerne ($\beta = -.45$, (AMC72)) als den fehlenden Parameter anzusehen. In den Rechnungen ist die Reorientierung nicht berücksichtigt; die Deformation wird nur bei der Berechnung der Kopplungsstärke zwischen elastischem und inelastischen Kanälen mit einem nichtsphärischen Potential miteinbezogen. Andererseits erscheint es plausibel, daß je nach relativer Orientierung bzw. Umorientierung der

oblaten ^{12}C -Kerne während des Stoßes Potential und/oder Trägheitsmoment verschieden sind und eine Änderung der 'matching'-Bedingung (Gln.1.1) verursachen:

$$V_i + \frac{J(J+1)}{2\theta_i} = \frac{L(L+1)}{2\theta_f} + E_x + V_f \quad (1.1a)$$

Zweizentren-Schalenmodellrechnungen von Chandra und Mosel (CHM78) haben in der Tat ein um etwa 3.5 MeV tieferes Kern-Kern-Potential für die nichaxialsymmetrische Konfiguration (die Symmetrieachsen der oblaten ^{12}C stehen senkrecht zur Verbindungslinie der Kerne, vgl. Abb.6.2) ergeben, verglichen mit dem, welches sich für die axialsymmetrische Konfiguration (Symmetrieachsen und Verbindungslinie sind parallel) bei einem Abstand der Schwerpunkte von 6 fm ergibt. Einen ähnlichen Unterschied haben Cugnon et al. (CDF79) mit Hartree-Fock-Rechnungen bei einem etwas größeren Schwerpunktsabstand gefunden. Ein Übergang aus der axialsymmetrischen in die nichtaxialsymmetrische Konfiguration bedeutet demzufolge einen Energiegewinn des Systems in der Kontaktphase, der den Verlust an Anregungsenergie kompensiert, und führt somit zur Anpassung der $m=0$ -Komponente ($J=L$, vgl. Gln. 1.1a) und damit zu kleineren P_{zz} -Werten. Die Ergebnisse der DWBA-Rechnung aus Abschnitt 5.1.1 bestätigen diese Überlegungen qualitativ. Die Umorientierung der deformierten Kerne wurde dabei durch eine Radiusänderung des Potentials im Eingangs- bzw. Ausgangskanal simuliert. Bisherige theoretische Untersuchungen machen widersprüchliche Aussagen bezüglich der Orientierungstendenz: starke Tendenz zur adiabatischen Umorientierung in die nichtaxialsymmetrische Konfiguration (TAT78), vergleichbare Wahrscheinlichkeiten für Umorientierung oder Bewahrung der Symmetrieachsenstellung (MOS82, CHM78), keine Umorientierung (CDF79).

Die Weiterführung dieser Untersuchungen, die auch die Berechnung des Spin-Alignments miteinschließen sollten, wäre hier wünschenswert. Sie könnten auch die interessante Frage beantworten, ob dieser zusätzliche Freiheitsgrad, der durch die relative ^{12}C -Orientierung bzw. Umorientierung gegeben ist, eine höhere Komplexität und Fragmentierung der Resonanzstrukturen in Anregungsfunktion und P_{zz} -Verlauf

bedingt, oder eher eine Verschmierung der Strukturen aufgrund der Mittelung über alle möglichen Orientierungen zur Folge hat.

Daß die 'matching'-Bedingung in der einfachen Form, wie sie von Gln. 1.1 gegeben ist bzw. durch das BC-Diagramm (Abb.1.4) ausgedrückt wird, für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ unrealistisch ist und durch Gln.1.1a zu ersetzen ist, zeigen auch die Ergebnisse der Partialwellenanalyse. Dies macht ein Vergleich von Abb.6.1 mit Abb.1.4 deutlich: Im Gegensatz zum BC-Diagramm (Abb.1.4) verlaufen die experimentell gefundenen Rotationsbanden für die beiden Kopplungsarten nahe beieinander (vgl. Abb.6.1); die der ausgerichteten Kopplung ($J=L+2$) entsprechende Bande ist gegenüber der für $m=0$ ($J=L$) nicht mehr ausgezeichnet; sie liegen beide im Mittel gleichweit von der elastischen Bande entfernt, was eine gleich gute Anpassung des $m=0$ -Ausgangskanals bedeutet, in Übereinstimmung mit den beobachteten hohen $m=0$ -Wahrscheinlichkeiten (kleinen P_{zz} -

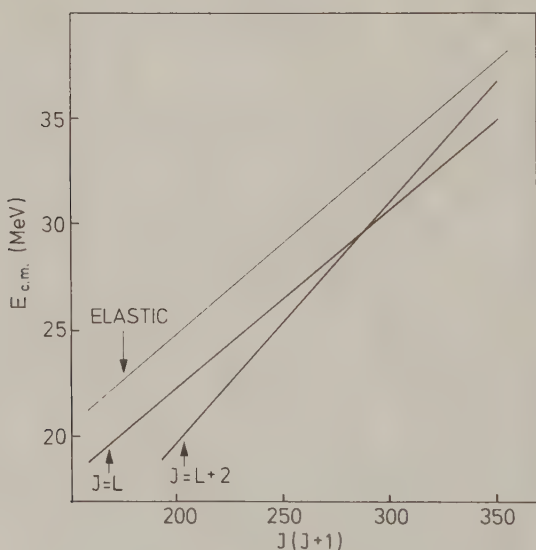


Abb.6.1: Elastische Bande aus dem BC-Diagramm (Abb.1.4) und die experimentell gefundenen (s. Abb.5.11).

Werten). (Für die Berechnung der elastischen Bande aus dem BC-Diagramm wurde das Trägheitsmoment $\Theta = 2AR^2$ mit $R = 1.4A^{1/3}$ für den ^{12}C -Radius zugrundegelegt.)

Die Ergebnisse der Partialwellenanalyse und die komplementären P_{zz} -Werte ergeben also zusammen ein konsistentes Bild, in dem die ^{12}C -Deformation eine entscheidende Rolle spielt. Dessen Überprüfung durch quantenmechanische Rechnungen, die neben P_{zz} auch den Verlauf der experimentell bestimmten Rotationsbanden sowie die Breite der Partialwellenverteilung beschreiben müßten, wäre erstrebenswert. Die Annahme extrem schmaler Drehimpulsfenster im BCM und im Diffraktionsmodell stehen im Widerspruch zu dem Befund eines Beitrags von mehr als einer Partialwelle (Abschnitt 5.2.1 und 5.2.3) und wurde bereits von Balamuth et al. (BCZ81) kritisiert.

Die vorangegangene Diskussion hat sich im Grunde mit der Frage auseinandergesetzt, inwieweit die intermediären Zustände $|\beta\rangle$ (vgl. Kap.1), die in den Ausgangskanälen als Resonanzen beobachtet werden, unter Bewahrung der Energie- und Drehimpulsbilanz vom Eingangskanalzustand $|\alpha\rangle$ aus erreichbar sind (Überlapp der Wellenfunktionen der Relativbewegung). Der zweite Faktor, der für die Kopplungsstärke von $|\alpha\rangle$ an $|\beta\rangle$ wesentlich ist und ebenfalls darüber entscheidet, ob und in welchem Ausmaß sich eine spezifische intermediäre Konfiguration $|\beta_c\rangle$ in einem spezifischen Kanal zeigt, wird durch die strukturelle Verwandtschaft der koppelnden Zustände bestimmt (Überlapp der intrinsischen Wellenfunktionen). Wie wir gesehen haben, stellt die Energie-Drehimpulserhaltung keine besonders strenge Forderung dar, da die 'matching'-Bedingung aufgrund der Deformation entschärft wird. Dies spricht dafür, daß mehr und auch Zustände unterschiedlicher Struktur vom Eingangskanal aus erreichbar sind. Intuitiv erwartet man also eine höhere Vielfalt der intermediären Strukturen sowie eine Streuung der Resonanzen um eine mittlere Rotationsbande für einen bestimmten Kanal. Eine gewisse Breite der Rotationsbanden deutet sich in den Ergebnissen in Abb.5.11 an.

Eine Bestimmung der Partialwellenbeiträge für die einzelnen m-Ausgangskanäle in feineren Energieschritten könnte das Studium der intermediären Resonanzen weiterführen. Dazu sind allerdings sehr vollständige Daten, insbesondere die Messung über einen sehr ausgedehnten Winkelbereich Grundvoraussetzung. Die Untersuchungen im Hinblick auf Resonanzkorrelationen in verschiedenen Ausgangskanälen könnten durch die zusätzliche Information von Resonanzdrehimpuls und Partialbreite ergänzt werden und zur Klärung der Kernstrukturfragen im Zusammenhang mit den intermediären Konfigurationen beitragen. Schließlich wäre es nicht uninteressant, die inelastischen Rotationsbanden für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ auszumessen und ihre Breiten mit den entsprechenden für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ zu vergleichen.

Das dramatische Resonanzverhalten der doppelt-ausgerichteten Komponente (Abschnitt 5.1.2) zusammen mit der scharfen Lokalisierung im Drehimpulsraum (Abschnitt 5.2.4) weisen auf die Bildung einer spezifischen intermediären Resonanzkonfiguration hin, die auf der 2^+ -Anregung beider ^{12}C -Kerne aufgebaut ist. Es ist dies gerade diejenige Komponente, die die klassische 'sticking'-Bedingung erfüllt, welche parallele Spineinstellung zum Bahndrehimpuls J und 1:7 für das Verhältnis der Spins $I_1=I_2$ zu J verlangt (vgl. auch Abb.6.2).

Auf eine mögliche Bedeutung der 'sticking'-Bedingung für die Bildung einer molekularen Konfiguration in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ wurde von Mosel (MOS82) hingewiesen. Aus dem Studium der tiefinelastischen Prozesse in schwereren Systemen ist bekannt, daß die 'sticking'-Konfiguration im Grenzfall langer Kontaktzeiten ganz allgemein erreicht wird (DÜN84). Mit den Ergebnissen dieser Arbeit wird ein Phänomen vorgestellt, welches ein Bindeglied zwischen den 'molekularen' Reaktionsprozessen in leichten Schwerionensystemen und den tiefinelastischen Reaktionen in schweren Systemen darstellen könnte. Während jedoch die Beobachtung klassischer Phänomene und die Gültigkeit klassischer Konzepte bei tiefinelastischen Prozessen

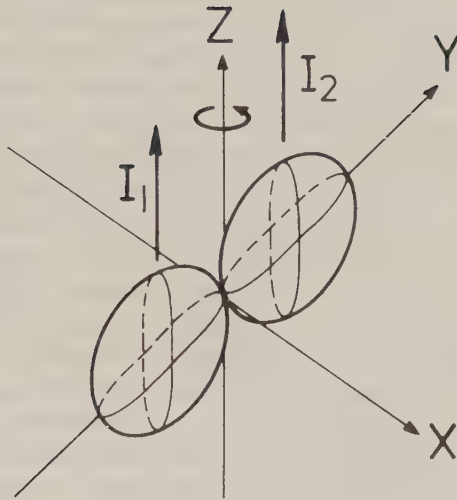


Abb.6.2: Illustration der starren Rotation der oblaten ^{12}C -Kerne in der nichtaxialsymmetrischen Konfiguration.

verständlich ist, ist dies im Falle des leichten Systems $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ eher überraschend. Inwieweit sich das in einer quantenmechanischen Formulierung wie etwa im coupled-channel-Formalismus beschreiben läßt, bedarf einer eingehenden Untersuchung.

Auch für das Verständnis dieses Phänomens kommt der ^{12}C -Deformation möglicherweise eine entscheidende Bedeutung zu. Intuitiv erscheint es plausibel, daß eine bestimmte relative Orientierung der oblaten ^{12}C -Kerne zusammen mit der starken Kollektivität des 2^+ -Zustands die 'sticking'-Tendenz begünstigt. Die zitierten Ergebnisse (CHM78,CDF79) einer höheren Bindungsenergie der nichtaxialsymmetrischen (NAS) Konfiguration (vgl. Abb.6.2) weisen in diese Richtung. Weiterhin haben Nilsson-Strutinsky Modellrechnungen (LEL75) die Existenz eines stark deformierten triaxialen Formisomers in ^{24}Mg ergeben (eines zweiten Potentialminimums bei $\xi=1.26$, $\gamma=42^\circ$), das zudem starken strukturellen Überlapp zu der von

Chandra und Mosel beschriebenen NAS-Konfiguration aufweist. Bei adiabatischen Prozessen könnten also Zustände in diesem zweiten Potential bevölkert werden. Für den Grenzfall diabatischer Prozesse ist ebenfalls eine Stabilität dynamischer Natur für diese Konfiguration aufgrund des Landau-Zener-Effekt (LAZ32) möglich: Die Nukleonen behalten ihre Niveaus mit hoher Wahrscheinlichkeit bei, obwohl diese Zustände nach dem Überlapp der Kerne energetisch höher liegen als andere, die unbesetzt bleiben ('avoided level crossing'). Im Falle von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ergibt sich dadurch ein (4p-4h)-Zustand in ^{24}Mg mit einem strukturellen Überlapp zu $^{20}\text{Ne}^* + \alpha$ -Konfigurationen (MOS82). Einen zusätzlichen, experimentellen Hinweis auf die Bedeutung dieses Formisomers für das Resonanzverhalten von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ liefern die Untersuchungen von Ledoux et al. (LOB84): Sie beobachten hohe Resonanzwirkungsquerschnitte für diejenigen $^{20}\text{Ne}^* + \alpha$ -Ausgangskanalkonfigurationen, die einen ausgeprägten Verwandtschaftsgrad zu dem besagten triaxialen ^{24}Mg -Formisomer aufweisen.

Eine Bestimmung des Trägheitsmoments der doppelt-ausgerichteten Konfiguration erscheint in diesem Zusammenhang vielversprechend. Die Lage der beiden Resonanzen in Abb.5.2b deutet auf ein vergleichsweise kleines Trägheitsmoment hin (vgl. Abschnitt 5.1.1). Eine Analyse der ψ -Abhängigkeit der γ_{12} -Intensitätsverteilung, die dank der hohen Selektivität der (2,2)-Komponente eine Drehimpulsbestimmung erlauben könnte, wird angestrebt.

Die Kenntnis des Trägheitsmoments und der Drehimpulse sowie der Breiten und genauen Lagen der Resonanzstellen dieser Komponente ist auch im Hinblick auf eine weitere Suche nach quasimolekularen γ -Übergängen von Bedeutung. Das bisher gefundene Ergebnis (MKN84), nämlich ein um eine Größenordnung kleineres Verzweungsverhältnis für den γ -Zerfall der Resonanzen bei $E_{\text{C.m.}}=25.7$ MeV verglichen mit dem für einen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Doppelkern erwarteten Wert, büßt an Aussagekraft wesentlich ein, wenn nur die doppelt-ausgerichtete Konfiguration die Struktur besitzt, die für die Abschätzung des zu erwartenden Verzweungsverhältnisses zugrunde gelegt wurde: Diese Kom-

ponente trägt nämlich nur mit etwa 20% zu der Summe aus elastischem, einfach- und doppelt-inelastischem Wirkungsquerschnitt bei, auf die sich aber das gefundene Verzweigungsverhältnis bezieht. Neueste Rechnungen von Tanimura und Mosel (TAM85) ergeben tatsächlich einen Wert $\Gamma_{\gamma}/\Gamma_{\text{tot}}=(3-7)\times 10^{-7}$, der mit dem gemessenen Verzweigungsverhältnis konsistent ist. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit und ihre Interpretation als Hinweis für die Bildung eines (langlebigen) $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ -Doppelkerns stehen also nicht im Widerspruch zu den bisherigen Resultaten für das γ -Verzweigungsverhältnis (MKN84, GAK81).

Schließlich könnten Spin-Alignment-Korrelationsmessungen an schwereren Systemen wie $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ oder $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, wo in Einzählerexperimenten (ZKB84, BBG81) ausgeprägte Resonanzstrukturen in doppelt-inelastischen Kanälen mit Spins der Fragmente nahe bei den 'sticking'-Werten gefunden wurden, den Zusammenhang zwischen 'molekularen' Reaktionsprozessen und den tiefinelastischen Reaktionen in noch schwereren und noch höher angeregten Systemen erhellen.

ANHANG A

Aufteilung der Kristallkugel und die Nachweiswahrscheinlichkeiten $W_{|m|}(k)$ (Ergänzung zu Abschnitt 4.3.2)

Die ϑ -Grenzen der 5 Zählergruppen K gibt nachfolgende Tabelle an:

Gruppe K	$\vartheta_{\min}$	$\vartheta_{\max}$	Detektorzahl
1	0°	36.00°	37
2	45.03°	54.01°	32
3	58.88°	64.10°	32
4	72.00°	75.33°	28
5	81.00°	90.00°	30

Die Grenzen in der unteren Kugelschale sind entsprechend $(\pi - \vartheta_{\max})$ bzw. $(\pi - \vartheta_{\min})$; $\vartheta_{\min}$ und $\vartheta_{\max}$ beziehen sich jeweils auf das Zentrum des Kristalls.

Für die normierte geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit $W_{|m|}(k)$ in Gruppe K eines von einem reinen m-Zustand emittierten Photons wurden folgende Zahlenwerte berechnet:

Gruppe K	$W_2(k)$	$W_1(k)$	$W_0(k)$
1	.1094	.3255	.2721
2	.1965	.1215	.3517
3	.2327	.1343	.2535
4	.2141	.1704	.0952
5	.2312	.2200	.0236
Summe	.9839	.9717	.9961

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\sum_k W_{|m|}(k)$ der gesamten Kristallkugel ist wegen der 3 ausgebauten Zähler kleiner als 1. Die Zahlen geben jeweils nur die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit an, da die 'intrinsische' der Kristalle nicht benötigt wurde.

ANHANG B

Transformation und Integration der γ -Intensitätsverteilung
(Ergänzungen zu Abschnitt 4.3.4)

B.1 Transformation der γ -Intensitätsverteilung aus den Eigensystemen ins Laborsystem

Bezeichnung: Im folgenden werden durch gestrichelte Symbole die Größen im Laborsystem bezeichnet und mit 3 bzw. 4 die in den Eigensystemen von Ejektil (Teilchen 3) und Restkern (Teilchen 4) gekennzeichnet.

Also: K', K_3, K_4 - Koordinatensysteme
 $(\lambda', \varphi'), (\lambda_3, \varphi_3), (\lambda_4, \varphi_4)$ - Koordinaten im jeweiligen System
 $d\Omega', d\Omega_3, d\Omega_4$ - Raumwinkelemente
 $W'(\lambda', \varphi'), W_3(\lambda_3, \varphi_3), W_4(\lambda_4, \varphi_4)$ - γ -Verteilungen

Gegeben: Die γ -Verteilungen in den Eigensystemen sind bekannt, identisch und durch Gln. 4.9 gegeben (vgl. Abschnitt 4.3.4):

$$(B.1) \quad W_3(\lambda_3, \varphi_3) = W_4(\lambda_4, \varphi_4) = W(\lambda, \varphi)$$

mit $(\lambda_3, \varphi_3) = (\lambda_4, \varphi_4) = (\lambda, \varphi)$
und $W(\lambda, \varphi)$ durch (4.9) gegeben.

Gesucht: $W'(\lambda', \varphi')$

B.1.1 Ableitung der Formel für die γ -Verteilung $W'(\lambda', \varphi')$ im Laborsystem

Die (gemessene) γ -Verteilung im Labor ist die Summe der

(gleichgroßen) Emissionswahrscheinlichkeiten von Ejektil und Restkern:

$$(B.2) \quad W'(\rho', \varphi') = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 N_3'(\rho', \varphi')}{d\Omega' dt'} + \frac{d^2 N_4'(\rho', \varphi')}{d\Omega' dt'} \right)$$

Durch die Transformation bleibt die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten γ 's konstant. Es transformieren sich:

$$\begin{array}{ccc} (\rho', \varphi') & \xrightarrow{f_i} & (\rho_i, \varphi_i) \\ d\Omega' & \xrightarrow{\omega_i} & d\Omega_i \end{array}$$

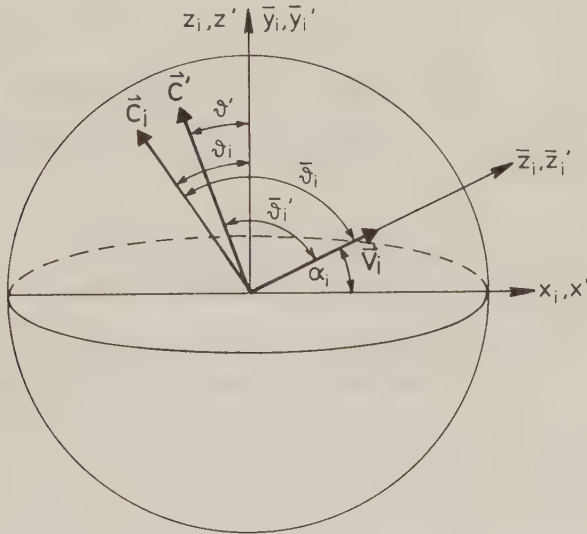
und (B.2) läßt sich schreiben als:

$$\begin{aligned} W'(\rho', \varphi') &= \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 N_3(\rho_3, \varphi_3)}{d\Omega_3 dt_3} \frac{d\Omega_3}{d\Omega'} + \frac{d^2 N_4(\rho_4, \varphi_4)}{d\Omega_4 dt_4} \frac{d\Omega_4}{d\Omega'} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(W(\rho_3, \varphi_3) \frac{d\Omega_3}{d\Omega'} + W(\rho_4, \varphi_4) \frac{d\Omega_4}{d\Omega'} \right) \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \left(W(f_3(\rho', \varphi')) \frac{\omega_3(d\Omega')}{d\Omega'} + W(f_4(\rho', \varphi')) \frac{\omega_4(d\Omega')}{d\Omega'} \right)$$

B.1.2 Ableitung der Transformationen f_i, w_i ($i=3,4$)

Bezeichnung (s. auch Skizze):



$\vec{v}_i$ - Geschwindigkeitsvektor von Teilchen i in K'

$(-\vec{v}_i)$ - Bewegung von K' relativ zu K_i

α_i - Streuwinkel von Teilchen i

$\vec{c}'$ - Geschwindigkeitsvektor von γ im Laborsystem K'

$\vec{c}_i$ - Geschwindigkeitsvektor von γ im Eigensystem K_i

Schema: Die Transformationsformeln in der Literatur setzen die relative Bewegung der Bezugssysteme in z -Richtung voraus. Um diese also anwenden zu können, müssen K' und K_i in neue Systeme $\bar{K}'_i$, $\bar{K}_i$ transformiert werden, deren z -Achsen in Richtung von $\vec{v}_i$ weisen. Dies bedeutet folgendes Transformationsschema:

$$\begin{array}{ccccc}
 f_i & & (\vartheta', \varphi') & \xrightarrow{g'} & (\bar{\vartheta}'_i, \bar{\varphi}'_i) & & \bar{K}'_i \\
 & & \downarrow & & \downarrow & & \\
 & & (\vartheta_i, \varphi_i) & \xrightarrow{g} & (\bar{\vartheta}_i, \bar{\varphi}_i) & & \bar{K}_i
 \end{array}$$

Die Transformation g' :

$\vec{c}'$ schreibt sich in $\bar{K}'_i$:

$$(B.3a) \quad \frac{\vec{c}'}{|\vec{c}'|} = \begin{pmatrix} (c')_{\bar{x}'_i} \\ (c')_{\bar{y}'_i} \\ (c')_{\bar{z}'_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (c')_{\bar{x}'_i} \\ \sin \bar{\vartheta}'_i \sin \bar{\varphi}'_i \\ \cos \bar{\vartheta}'_i \end{pmatrix}$$

Es gilt: $(c')_{\bar{y}'_i} = \omega \vartheta'$ (s. Zeichnung)

$$\omega \bar{\vartheta}'_i = \sin \vartheta' \cdot \omega (\varphi' - \alpha_i), \quad (BRS76, S.164)$$

womit sich die y- und z-Komponenten von $\vec{c}'$ in $\bar{K}'_i$ durch die Kugelkoordinaten von $\vec{c}'$ in K' ausdrücken lassen:

$$(B.3b) \quad \frac{\vec{c}'}{|\vec{c}'|} = \begin{pmatrix} c'_{x'} \\ \omega \vartheta' \\ \sin \vartheta' \omega (\varphi' - \alpha_i) \end{pmatrix}$$

Analog die Transformation g :

$\vec{c}_i$ schreibt sich in $\bar{K}_i$:

$$(B.4) \quad \frac{\vec{c}_i}{|\vec{c}_i|} = \begin{pmatrix} (c_i)_{\bar{x}_i} \\ (c_i)_{\bar{y}_i} \\ (c_i)_{\bar{z}_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (c_i)_{\bar{x}_i} \\ \sin \bar{\vartheta}_i \sin \bar{\varphi}_i \\ \cos \bar{\vartheta}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (c_i)_{x_i} \\ \omega \vartheta_i \\ \sin \vartheta_i \omega (\varphi_i - \alpha_i) \end{pmatrix}$$

Die Transformation $\tilde{f}_i$:

$$(B.5) \quad (c_i)_{\bar{y}_i} = \frac{\sqrt{1-\beta_i^2} \cdot (c')_{\bar{y}_i'}}{1 - \beta_i \cdot (c')_{\bar{z}_i'}}, \quad (c_i)_{\bar{z}_i} = \frac{(c')_{\bar{z}_i'} - \beta_i}{1 - \beta_i \cdot (c')_{\bar{z}_i'}}$$

mit $\beta_i = \frac{|\vec{v}_i|}{c}$ (JAC66, S.360)

Die Transformation f_i :

$$(B'.1) \quad \cos \vartheta_i = (c_i)_{\bar{y}_i} \stackrel{(B.4)}{=} \stackrel{(B.5)}{=} \frac{\sqrt{1-\beta_i^2} \cdot (c')_{\bar{y}_i'}}{1-\beta_i \cdot (c')_{\bar{z}_i'}} \stackrel{(B.3)}{=} \frac{\sqrt{1-\beta_i^2} \cos \vartheta_i'}{1-\beta_i \cdot \sin \vartheta_i' \cos(\varphi' - \alpha_i')}$$

$$(B'.2) \quad \cos(\varphi_i - \alpha_i) \stackrel{(B.4)}{=} \frac{\cos \bar{\vartheta}_i}{\sin \vartheta_i + \sqrt{1-\cos^2 \vartheta_i}} \stackrel{(B.4)}{=} \frac{(c_i)_{\bar{z}_i}}{+\sqrt{1-(c_i)_{\bar{y}_i}^2}}$$

$$\stackrel{(B.5)}{=} \frac{(c')_{\bar{z}_i'} - \beta_i}{1-\beta_i \cdot (c')_{\bar{z}_i'}} \cdot \sqrt{\frac{1}{1-\frac{(1-\beta_i^2) \cdot (c')_{\bar{y}_i'}^2}{(1-\beta_i \cdot (c')_{\bar{z}_i'})^2}}}$$

$$\stackrel{(B.3)}{=} \frac{\sin \vartheta_i' \cos(\varphi' - \alpha_i') - \beta_i}{\sqrt{(1-\beta_i \sin \vartheta_i' \cos(\varphi' - \alpha_i'))^2 - (1-\beta_i^2) \cos^2 \vartheta_i'}}$$

Die Transformation w_i :

$$(B.6) \quad \cos \bar{\vartheta}_i = (c_i)_{\bar{z}_i} \stackrel{(B.4)}{=} \stackrel{(B.5)}{=} \frac{(c')_{\bar{z}_i'} - \beta_i}{1-\beta_i \cdot (c')_{\bar{z}_i'}} \stackrel{(B.3a)}{=} \frac{\cos \bar{\vartheta}_i' - \beta_i}{1-\beta_i \cdot \cos \bar{\vartheta}_i'}$$

$$(B'.3) \quad \frac{d\Omega'}{d\Omega_i} = \frac{d \cos \bar{\vartheta}_i'}{d \cos \bar{\vartheta}_i} = \frac{(1-\beta_i \cos \bar{\vartheta}_i')^2}{1-\beta_i^2} = \frac{(1-\beta_i \sin \vartheta_i' \cos(\varphi' - \alpha_i'))^2}{1-\beta_i^2}$$

Ergebnisse: Die Gleichungen (B'.1), (B'.2) und (B'.3) geben den gesuchten Zusammenhang zwischen den Koordinaten des γ -Impulses (und dem Raumwinkelement) im Eigensystem K_i mit den entsprechenden Größen im Laborsystem $K' \alpha n$. Wir schreiben das Resultat nochmals auf:

$$(B'.1) \quad \cos \vartheta_i = \frac{1 - \beta_i^2 \cdot \cos \vartheta'}{1 - \beta_i \sin \vartheta' \cos (\varphi' - \alpha_i)}$$

$$(B'.2) \quad \cos (\varphi_i - \alpha_i) = \frac{\sin \vartheta' \cos (\varphi' - \alpha_i) - \beta_i}{\sqrt{(1 - \beta_i \sin \vartheta' \cos (\varphi' - \alpha_i))^2 - (1 - \beta_i^2) \cos^2 \vartheta'}}$$

$$(B'.3) \quad d\Omega_i = \frac{1 - \beta_i^2}{(1 - \beta_i \sin \vartheta' \cos (\varphi' - \alpha_i))^2} d\Omega'$$

Dabei bedeuten:

α_i - Emissionswinkel von Teilchen i (s. Zeichnung)

β_i - Betrag der Geschwindigkeit im Labor von Teilchen i geteilt durch Lichtgeschwindigkeit

Bei der Berechnung von $\arccos(\cos(\varphi_i - \alpha_i))$ muß auf das Vorzeichen geachtet werden ($0^\circ \leq \varphi' \leq 2\pi$)!

Sonderfälle: Eine Auszeichnung besteht für die Reaktionsebene ($\vartheta' = 90^\circ$) und für die Ebene, die senkrecht zu dieser steht und den Vektor $\vec{v}_i$ enthält (Ebene mit $\varphi' = \alpha_i$)

Wie man durch Einsetzen in die Transformationsformeln nachrechnen kann, ergibt sich erwartungsgemäß:

$$\vartheta' = 90^\circ \Rightarrow \vartheta_i = 90^\circ$$

$$\varphi' = \alpha_i \Rightarrow \varphi_i = \alpha_i$$

d.h. der γ -Impuls liegt auch in den Eigensystemen jeweils in der gleichen Ebene.

Für diese Fälle reduzieren sich die Formeln B' auf die bekannten Transformationsformeln (JAC66, S. 362):

$$\vartheta' = 30^\circ$$

$$t_g(\varphi_i - \alpha_i) = \frac{\sin(\varphi_i - \alpha_i)}{\cos(\varphi_i - \alpha_i)} = \frac{\sqrt{1 - \beta_i^2} \cdot \sin(\varphi' - \alpha_i)}{\cos(\varphi' - \alpha_i) - \beta_i}$$

$$d\Omega_i = \frac{1 - \beta_i^2}{(1 - \beta_i \cos(\varphi' - \alpha_i))^2} d\Omega'$$

$$\varphi' = \alpha_i \quad t_g\left(\frac{\pi}{2} \pm \vartheta_i\right) = \frac{\sqrt{1 - \beta_i^2} \sin\left(\frac{\pi}{2} \pm \vartheta'\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{2} \pm \vartheta'\right) - \beta_i} ; \quad d\Omega_i = \frac{1 - \beta_i^2}{(1 - \beta_i \cos(\frac{\pi}{2} \pm \vartheta'))^2} d\Omega'$$

(Man beachte, daß $(\frac{\pi}{2} \pm \vartheta_i)$ der Winkel zwischen γ - und Teilchenimpuls ist.)

B.2 Integration der γ -Intensitätsverteilung über die Raumwinkel der NaJ's

Das Ziel ist die Berechnung der Integrale aus Gln. 4.15, welche lautet:

$$W^{int}(\vartheta, \varphi) = \frac{\iint W(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi}{\iint \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi}$$

Die Integration erstreckt sich über die Raumwinkel der NaJ's, die als zylindersymmetrisch mit Öffnungswinkel 9° angesehen werden.

$W(\vartheta, \varphi)$ ist durch Gln. 4.9 gegeben und enthält Summanden der allgemeinen Form:

$$S(\vartheta, \varphi) = a_i a_j \cos^n \vartheta \cos(\vartheta_i - \vartheta_j - m\varphi) \quad n, m \text{ ganz und gerade.}$$

Die Parameter a und ϑ sind Fitvariable und zunächst unbekannt.

Wir zeigen zunächst, wie $S(\vartheta, \varphi)$ (und damit $W(\vartheta, \varphi)$) in Summen von Produkten von Funktionen zerlegt werden kann, die entweder nur die Fitvariablen oder nur die Kugelkoordinaten als Argu-

mente enthalten:

$$S(\delta, \varphi) = a_j \omega^u \delta [\cos(\delta_i - \delta_j) \cdot \cos m\varphi + \sin(\delta_i - \delta_j) \cdot \sin m\varphi].$$

Das Integral $\iint W(\delta, \varphi)$ reduziert sich also auf die Berechnung von Ausdrücken der Form:

$$\iint \omega^u \delta \cos m\varphi d\omega \delta d\varphi \quad \text{bzw.} \quad \iint \omega^u \delta \sin m\varphi d\omega \delta d\varphi.$$

Das Integral über die δ -Variable ergibt:

$$\frac{1}{n+1} \int \omega^{n+1} \delta \bigg|_{\delta_2(\varphi)}^{\delta_1(\varphi)} \cos m\varphi d\varphi \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{n+1} \int \omega^{n+1} \delta \bigg|_{\delta_2(\varphi)}^{\delta_1(\varphi)} \sin m\varphi d\varphi,$$

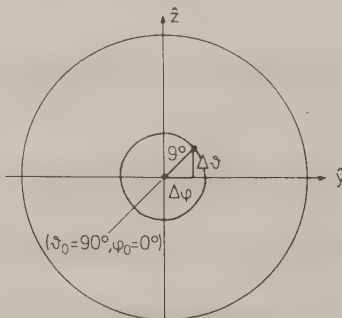
wobei δ_1 und δ_2 die Zählergrenzen in Abhängigkeit von φ bedeuten.

Die Integration über die φ -Variable wurde numerisch durchgeführt, da die Funktionen $\delta_i = \delta_i(\varphi)$ ($i=1,2$) sehr kompliziert sind.

B.2.1 Berechnung der Integrationsgrenzen $\delta_1(\varphi)$ und $\delta_2(\varphi)$

Fallunterscheidung:

- a) Der Zählermittelpunkt liegt auf dem Äquator und Meridian 0° (s. Zeichnung)



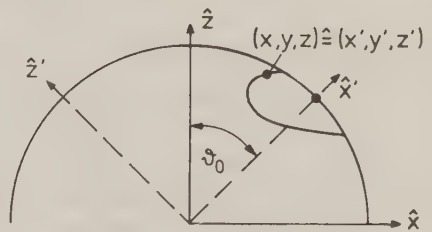
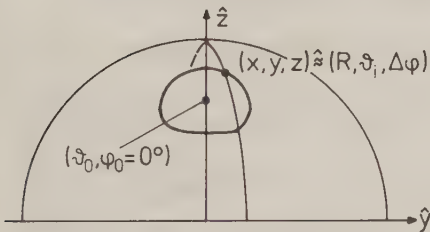
Dann ist:

$$\omega \delta \varphi = \omega \Delta \varphi \omega \Delta \delta \quad (\text{BRS76, S.164})$$

Daraus folgt unmittelbar mit $\varphi = \Delta\varphi$:

$$\lambda_{1(z)} = \lambda_0 + \left| \arccos \left(\frac{\cos \vartheta_0}{\cos \varphi} \right) \right|$$

b) Der Zählermittelpunkt liegt auf dem Meridian 0° (s. Zeichnung)



Wir betrachten Punkte (x, y, z) auf dem Zählerrand und Meridian $\Delta\varphi$. Gesucht sind λ'_i , die λ -Grenzen des Zählers in Abhängigkeit von λ_0 und $\Delta\varphi$.

Schema: Durch eine Drehung des Koordinatensystems um die y-Achse um $(\frac{\pi}{2} - \vartheta_0)$ (s. Skizze) transformieren sich die Koordinaten des Punktes auf dem Zählerrand (x, y, z) zu (x', y', z') . Die Forderung, daß (x', y', z') auf dem kreisförmigen Zählerrand liegt, bedeutet:

$$(B2.1) \quad x' = \text{const.} = R \cos \vartheta^0 \quad \text{mit } \vartheta^0 \text{ für den NaJ-Öffnungswinkel.}$$

Drückt man also x' in den alten Koordinaten $(R, \lambda'_i, \Delta\varphi)$ aus, so läßt sich mit (B2.1) eine Gleichung zweiten Grades aufstellen, deren Lösung λ'_1 und λ'_2 ergibt.

x' ausgedrückt durch x, y, z :

$$x' = \sin \vartheta_0 \cdot x + \cos \vartheta_0 \cdot z,$$

und in Kugelkoordinaten:

$$\chi' = \sin \vartheta_0 (R \cdot \sin \vartheta_i \cdot \cos \Delta\varphi) + \cos \vartheta_0 (R \cdot \cos \vartheta_i).$$

Mit (B2.1) und Anwendung trigonometrischer Formeln folgt:

$$\cos \vartheta^0 = \sin \vartheta_0 \cdot \frac{\cos \vartheta_i}{\sqrt{1 + \tan^2 \vartheta_i}} \cos \Delta\varphi + \cos \vartheta_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \vartheta_i}}.$$

Quadrierung und Umformung ergibt die Gleichung zweiten Grades:

$$(\sin^2 \vartheta_0 \cos^2 \Delta\varphi - \cos^2 \vartheta^0) \tan^2 \vartheta_i + 2 (\sin \vartheta_0 \cos \vartheta_0 \cos \Delta\varphi) \tan \vartheta_i + (\cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta^0) = 0$$

Daraus erhält man die Lösungen für ϑ_i in Abhängigkeit von ϑ_0 und $\varphi = \Delta\varphi$:

$\tan \vartheta_i = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - ac}}{a}$	mit $a = \sin^2 \vartheta_0 \cos^2 \Delta\varphi - \cos^2 \vartheta^0$ $b = \sin \vartheta_0 \cos \vartheta_0 \cos \Delta\varphi$ $c = \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta^0$
---	---

Aus der Forderung, daß die Diskriminante $\Delta := b^2 - ac$ Null sein soll, erhält man die Koordinaten $\Delta\varphi_{\max}$ des Meridians, der den Zählerrand in nur einem einzigen Punkt schneidet.

c) Die Koordinaten des Zählermittelpunktes sind ϑ_0, φ_0

Dieser allgemeine Fall läßt sich auf die vorangegangenen unmittelbar zurückführen: Die Koordinaten ϑ_i bleiben unverändert; φ ergibt sich durch Addition von φ_0 und $\Delta\varphi$ ($\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi$).

ANHANG C

Ergänzungen zur Analyse der $m=0$ -WinkelverteilungenC.1 Zur Eindeutigkeit der Partialwellenanalyse am Beispiel
der Ergebnisse bei $E_{\text{lab}}=59.31$ MeV

Nachfolgende Tabelle gibt die resultierenden Werte für die Partialwellen aus der Anpassung der $m=0$ -Winkelverteilung bei 59.31 MeV aufgrund von Ansätzen mit unterschiedlichen Partialwellenbereichen an. Die Bevorzugung eines bestimmten mittleren Drehimpulses ist aus der Güte der Beschreibung, die durch das normierte χ^2 ausgedrückt wird, ersichtlich.

(C ist die Proportionalitätskonstante, $|A'_\ell|^2$ ist das normierte Amplitudenquadrat für die Partialwelle ℓ ($|A'_\ell|^2 = \frac{(2\ell+1) |A_\ell|^2}{\sum_{\ell_i} (2\ell_i+1) |A_{\ell_i}|^2}$), δ_ℓ ist in Einheiten von rad angegeben.)

ℓ	C	$ A'_\ell ^2$	$\pm A'_\ell ^2$	δ_ℓ	$\pm \delta_\ell$
10	1.35916	0.03452	0.00489	0.17453	0.00000
12	1.35916	0.59958	0.02816	0.69926	0.09298
14	1.35916	0.36590	0.02117	1.40063	0.10796
CHISQ=	6.6678107				
12	0.75449	0.33281	0.02651	-4.59017	0.00000
14	0.75449	0.47835	0.02427	-3.69020	0.02860
16	0.75449	0.18884	0.02233	10.82881	0.06915
CHISQ=	3.0747898				
14	1.79630	0.05641	0.00505	-1.53851	0.00000
16	1.79630	<u>0.72321</u>	0.02613	11.38181	0.07176
18	1.79630	<u>0.22038</u>	0.01901	-0.52083	0.07842
CHISQ=	<u>1.9554327</u>				

16	0.87908	0.50625	0.03174	11.48227	0.00000
18	0.87908	0.43098	0.02048	0.05045	0.04173
20	0.87908	0.06277	0.00865	1.18942	0.08903

CHISQ= 5.3179250

10	1.00256	0.04050	0.01824	0.17453	0.00000
12	1.00256	0.54233	0.09677	0.67833	0.08044
14	1.00256	0.33444	0.03182	1.44144	0.09047
16	1.00256	0.08273	0.01657	4.24717	0.40334

CHISQ= 2.0446979

12	1.20334	0.01330	0.00648	-4.59017	0.00000
14	1.20334	0.03301	0.01233	-0.37404	0.36370
16	1.20334	<u>0.76524</u>	0.07889	14.27543	0.19937
18	1.20334	<u>0.18844</u>	0.04083	0.95852	0.19337

CHISQ= 1.7298204

14	1.99591	0.06263	0.02938	-1.53851	0.00000
16	1.99591	0.72423	0.10119	11.48227	0.20784
18	1.99591	0.21106	0.02603	-0.49628	0.08002
20	1.99591	0.00208	0.00391	-0.76776	0.60911

CHISQ= 1.8975903

12	1.48775	0.12654	0.03874	-2.80831	0.87790
14	1.48775	0.02280	0.05027	0.17453	0.00000
16	1.48775	<u>0.54391</u>	0.29212	1.72231	1.35493
18	1.48775	<u>0.26508</u>	0.22726	2.27569	1.23986
20	1.48775	0.04168	0.03700	2.69813	1.09365

CHISQ= 0.7475015

10	0.87182	0.04791	0.04012	0.17453	0.00000
12	0.87182	0.23995	0.13023	-4.59017	0.45522
14	0.87182	0.11774	0.10963	-2.52127	0.47347
16	0.87182	0.48604	0.12425	11.58457	0.16301
18	0.87182	0.10836	0.02408	-1.22653	0.26283

CHISQ= 1.0744379

C.2 'DWBA'-Ansatz zur Beschreibung der m=0-Winkelverteilungen und ihre Ergebnisse

Der Ansatz aus (BON80) für die m=0-Streuamplitude lautet:

$$t_0(\theta) \sim \frac{1}{\sqrt{\sin \theta}} \left[e^{-\frac{\Gamma^2}{8}(\theta-\psi)^2} e^{-i(\ell_0 + \frac{1}{2})\theta + i\frac{\pi}{4}} + e^{-\frac{\Gamma^2}{8}(\theta+\psi)^2} e^{+i(\ell_0 + \frac{1}{2})\theta - i\frac{\pi}{4}} \right]$$

mit: ℓ_0 - mittlerer Drehimpuls
 Γ - Breite des Partialwellenbereichs
 ψ - 'grazing'-Winkel.

Die Formel hat offensichtlich große Ähnlichkeit mit dem Frahn'schen Ansatz (Abschnitt 5.2.2): Anstatt die Summe über die einzelnen Partialwellen explizit zu bilden, ist im Bond'schen Ansatz das Ergebnis der Summation pauschal im Term $e^{-\frac{\Gamma^2}{8}(\theta-\psi)^2}$ enthalten. Mit den Ausführungen aus Abschnitt (5.2.2) kann dieser wie folgt interpretiert werden:

Er beschreibt den 'Schwebungsverlauf' der Winkelverteilung. Den Maximalwert von 1 nimmt er für $\theta = \psi$ (also für den grazing-Winkel) an, an welcher Stelle die Phasen der einzelnen Partialwellen gleich sind ($\frac{\Delta \varphi}{\Delta \ell} = 0$) und sich die Amplituden deshalb konstruktiv aufaddieren. Der Parameter Γ beschreibt den Abfall der Winkelverteilung, und kann als Maß für die Stärke der 'Schwebung' angesehen werden. Diese ist aber die Differenz zwischen konstruktiver und destruktiver Interferenz der Partialwellen, die umso größer ist, je breiter die Partialwellenverteilung ist.

Die komplexen Terme beschreiben die Oszillationen.

In der nachfolgenden Tabelle sind die gesamten Ergebnisse der Beschreibung der m=0-Winkelverteilungen mit diesem Ansatz zusammengestellt. Es zeigte sich, daß die Γ - und ψ -Werte wegen des begrenzten gemessenen Winkelbereichs ($40^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$) und der nicht völligen Unabhängigkeit von Γ und ψ nicht

eindeutig sind, weswegen ihre Interpretation sehr schwierig ist.

E_{lab} (MeV)	Γ	$\pm \Gamma$	ψ (rad)	$\pm \psi$	ℓ_0	$\pm \ell_0$	χ^2
47.89	2.279	.051	.360	.024	14.641	.030	1.46
51.10	1.621	.114	.137	.080	15.041	.008	1.55
54.50	2.042	.502	.330	.028	16.926	.053	2.32
(54.50	2.959	.125	.489	.055	13.636	.186	1.90)
55.50	3.109	.009	.343	.003	16.478	.023	1.15
(55.50	3.050	.001	.400	.043	13.135	.079	1.08)
59.31	2.905	.207	.358	.123	16.270	.059	1.48
62.91	2.797	.091	.371	.037	17.164	.045	2.03
69.31	2.816	.019	.417	.007	18.412	.038	1.88

Literaturverzeichnis

- ABK60 E.Almquist, D.A.Bromley und J.A.Kuehner, Phys.Rev.Lett.
4 (1960), 515
- AKM78 Y.Abe, Y.Kondo und T.Matsuse, Prog.Theo.Phys. 59
(1978), 1393
- AMC72 Y.Abgrall, B.Morand und E.Caurier, Nucl.Phys. A192
(1972), 372
- BBG81 R.R.Betts, B.B.Back und B.G.Glagola, Phys.Rev.Lett. 47
(1981), 23
- BCZ81 D.P.Balamuth, L.E.Cannell und R.W.Zurmühle, Phys.Rev.
C23 (1981), 2492
- BKA60 D.A.Bromley, J.A.Kuehner und E.Almquist, Phys.Rev.Lett.
4 (1960), 365
- BKA61 D.A.Bromley, J.A.Kuehner und E.Almquist, Phys.Rev. 123
(1961), 878
- BLI57 R.J.Blin-Stoyle, M.A.Grace, in Handbuch der Physik,
(ed. S.Flügge, Springer-Verlag, 1957), Bd. 42, S.555
- BMB82 P.Braun-Munzinger und J.Barrette, Phys.Rep. 87
(1982), 209
- BOH59 A.Bohr, Nucl.Phys. 10 (1959), 486
- BON80 P.D.Bond, Phys.Rev. C22 (1980), 1539
- BOW78 H.G.Bohlen, H.Ossenbrink, W.von Oertzen, P.Wust, H.Hafner
und K.Wannebo, Z.Physik A285 (1978), 379
- BRS71 D.M.Brink und G.R.Satchler, 'Angular Momentum',
Clarendon Press, Oxford (1971), S.147
- CAB77 T.M.Cormier, J.Applegate, G.M.Berkowitz, P.Braun-Munzinger,
P.M.Cormier, J.W.Harris, C.M.Jachcinski, L.L.Lee,
J.Barrette und H.E.Wegner, Phys.Rev.Lett. 38 (1977), 940
- CDF79 J.Cugnon, H.Dobre und H.Flocard, Nucl.Phys. A331
(1979), 213
- CHM78 H.Chandra und U.Mosel, Nucl.Phys. A298 (1978), 151
- CIP80 N.Cindro und D.Pocancic, J.Phys. G6 (1980), 359
- CJB78 T.M.Cormier, C.M.Jachcinski, G.M.Berkowitz, P.Braun-Munzinger,
P.M.Cormier, M.Gai, J.W.Harris, J.Barrette und
H.E.Wegner, Phys.Rev.Lett. 40 (1978), 924
- COR79 T.M.Cormier, private Mitteilung, 1979
- COR82 T.M.Cormier, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 32 (1982), 271

- CRE64 J.G.Cramer, Jr. und W.W.Eidson, Nucl.Phys. **55** (1964), 593
- CZB79 L.E.Cannell, R.W.Zurmühle und D.P.Balamuth, Phys.Rev.Lett. **43** (1979), 837
- DAV60 R.Davis, Phys.Rev.Lett. **4** (1960), 521
- DÜN84 W.Dünneweber, Proc.Int.School of Physics 'Enrico Fermi', Varenna, 1982 (North-Holland 1984), S.389
- EBE82 'Resonances in Heavy Ion Reactions' (ed. K.A.Eberhard, Springer-Verlag, 1982), Lecture Notes in Physics **156**
- FES76 H.Feshbach, J.Phys.Colloq. **37** (1976), C5-177
- FRA76 W.E.Frahn, Nucl.Phys. **A272** (1976), 413, Kap.3
- FSG72 H.J.Fink, W.Scheid und W.Greiner, Nucl.Phys. **A188** (1972), 259
- GAK81 R.L.McGrath, D.Abriola, J.Karp, T.Renner und S.Y.Zhu, Phys.Rev. **C24** (1981), 2374
- GDH85 A.Glaesner, W.Dünneweber, W.Hering, D.Konnerth, R. Singh und W.Trombik, preprint (1985)
- GIL75 R.D.Gill, 'Gamma-Ray Angular Correlations', (Academic Press, 1975), S.46
- GOB79 A.Gobbi und D.A.Bromley, in 'Heavy Ion Collisions', Vol.1, (ed. R.Bock, North Holland, Amsterdam, 1979), S.485
- HEN84 H.J.Hennrich, Diplomarbeit, Univ. Heidelberg, 1984
- HSP82 D.Hahn, W.Scheid und J.Y.Parc, in 'Resonances in Heavy Ion Reactions' (ed. K.A.Eberhard, Springer-Verlag, 1982), Lecture Notes in Physics **156**, S.337
- HWH83 H.W.Heyng, Diplomarbeit, Univ. Heidelberg, 1983
- IMA68 B.Imanishi, Phys.Lett. **27B** (1968), 267
- IMA69 B.Imanishi, Nucl.Phys. **A125** (1969), 33
- KAT83 N.Kato, K.Anai, T.Tachikawa, H.Fujita, K.Kimura, T.Sugimitsu und Y.Nakajima, Phys.Lett. **120B** (1983), 314
- KON80 D.Konnerth, Diplomarbeit, Univ. München, 1980
- KÖN82 R.Könnecke, private Mitteilung
- KRU81 F.Krug, Diplomarbeit, Univ. München, 1981
- LAZ32 L.Landau, Phys.Z.Sow. **2** (1932), 46;
C.Zener, Proc.Roy.Phys.Soc. **A137** (1932), 696
- LEL75 G.Leander und S.E.Larsson, Nucl.Phys. **A239** (1975), 93
- LED84 R.J.Ledoux, private Mitteilung, 1984
- LOB84 R.J.Ledoux, C.E.Ordonez, M.J.Bechara, H.A.Al-Juwair, G.Lavelle und E.R.Cosman, Phys.Rev. **C30** (1984), 866
- MAK79 T.Mayer-Kuckuk, Kernphysik, B.G.Teubner, Stuttgart

(1979), S.98

- MEL77 D.Melnik, Dissertation, Weizmann Institut (1977)
- MHH83 V.Metag, D.Habs, K.Helmer, U.v.Helmholt, H.W.Heyng, B.Kolb, D.Pelte, D.Schwalm, W.Hennerici, H.J.Hennrich, G.Himmele, E.Jaeschke, R.Repnow, W.Wahl, R.Albrecht, R.S.Simon, 'Detectors in Heavy-Ion Reactions', Lecture Notes in Physics **178**, (Springer-Verlag, New-York, 1983)
- MIV70 G.J.Michaud und E.W.Vogt, Phys.Rev. C5 (1970), 350
- MKN84 V.Metag, W.Kühn, R.Novotny, H.J.Hennrich, A.Lazzarini, D.Habs, D.Schwalm, H.Gemmeke, Int.Conf. on Nucl.Phys with Heavy Ions, ed. P.Braun-Munzinger, Stony Brook (Harwood Academic, Chur, 1984), S.391
- MLL82 V.Metag, A.Lazzarini, L.Lesko und R.Vandenbosch, Phys.Rev C25 (1982), 1486
- MOS82 U.Mosel in 'Resonances in Heavy Ion Reactions' (ed. K.A.Eberhard, Springer-Verlag, 1982), Lecture Notes in Physics **156**, S.358
- RTS70 F.Rybicki, T.Tamura und G.R.Satchler, Nucl.Phys. A146 (1970), 659
- SAT83 G.R.Satchler, 'Direct Nuclear Reactions', Clarendon Press, Oxford (1983)
- SCH82 U.Schäfer, Diplomarbeit, Univ. München, 1982
- SUG85 Y.Sugiyama, N.Shikazono, Y.Tomita, H.Ikezoe, T.Tachikawa und E.Takekoshi, preprint Phys.Lett. B
- TAM82 O.Tanimura und U.Mosel, Phys.Lett. **114B** (1982), 7
- TAM85 O.Tanimura und U.Mosel, Nucl.Phys. **A440** (1985), 173
- TAN84 O.Tanimura, private Mitteilung
- TAT78 O.Tanimura und T.Tazawa, Phys.Lett. **78B** (1978), 1
- TPA83 T.Tazawa, J.Y.Park und Y.Abe, Phys.Lett. **125B** (1983), 30
- TRA84 W.Trautmann, Comments Nucl.Part.Phys. **13** (1984), 251
- TRO82 W.Trombik in 'Resonances in Heavy Ion Reactions' (ed. K.A.Eberhard, Springer-Verlag, 1982), Lecture Notes in Physics **156**, S.297
- TRO85 W.Trombik, W.Trautmann, F.Krug, W.Dünnweber, D.Konnerth, W.Hering, R.Singh und D.Zeppenfeld, Jahresbericht des Beschleunigerlab. München (1984), S.3
- TTK84 W.Trombik, W.Trautmann, F.Krug, W.Dünnweber, D.Konnerth, W.Hering, R.Singh und D.Zeppenfeld, Phys.Lett. **135B** (1984), 271

TWM83 O.Tanimura, R.Wolf und U.Mosel, Phys.Lett. **120B**
(1983), 275

VAN82 R.Vandenbosch, Comments Nucl.Part.Phys. **10** (1982), 263

WKP83 S.J.Willett, S.K.Korotky, R.L.Phillips, D.A.Bromley und
K.A.Erb, Phys.Rev. **C28** (1983), 1986

ZET83 N.S.Zelenskaya und I.B.Teplov, Nucl.Phys. **A406** (1983), 306

ZIP84 W.Zipper, private Mitteilung

ZIP85 W.Zipper, private Mitteilung

ZKB83 R.W.Zurmühle, P.Kutt, R.R.Betts, S.Saini, F.Haas und
O.Hansen, Phys.Lett. **129B** (1983), 384

Vorbereitung, Durchführung und Auswertung der Experimente war nur in Zusammenarbeit mit zahlreichen Mitarbeitern des Hauses und auswärtiger Institute möglich. Ihnen allen sei für ihre Hilfe herzlich gedankt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. W. Hering für die Überlassung dieser Arbeit und das stete, fördernde Interesse an ihr.

Die geduldige, freundschaftliche Unterstützung durch die Herren Dr. W. Dünnweber, Dr. W. Trautmann und Dr. W. Trombik, denen ich hier nochmals danken möchte, hat in entscheidendem Maße zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Für die außerordentliche Gastfreundschaft während meiner Heidelberger Aufenthalte danke ich der Kristallkugelgruppe, insbesondere den Herren Dr. D. Habs und Prof. V. Metag für ihren Einsatz bei der Planung und Durchführung des Experiments sowie Herrn Dipl. Phys. H.J. Hennrich und Herrn Dipl. Phys. H.W. Heyng für ihre stets geduldige Hilfeleistung im Umgang mit 'LISA' an der VAX-Rechenanlage des MPI für Kernphysik Heidelberg.

Herrn Dr. W. Zipper und Herrn Dr. M. Siemaszko verdanke ich außer der Bekanntschaft mit 'VENUS' vor allem die Installation dieses DWBA-Rechenprogramms an der Cyber des LRZ. Für ihren maßgeblichen Beitrag bei der Durchführung der DWBA-Analyse bin ich sehr dankbar.

Herrn Prof. H. Wolter und Herrn Dr. P.D. Bond danke ich für die Aufklärung etlicher theoretischer Fragen.

Frau A. Friedrich und Herrn F.M. Schmidt gebührt mein Dank für die sorgfältige Gestaltung und Fotografie der Abbildungen.

Für ihre Geduld und Unterstützung danke ich in besonderem Maße auch denen, die nicht unmittelbar an dieser Arbeit beteiligt waren.

Lebenslauf

Ich wurde am 10. Februar 1953 in Scharosch, Rumänien, als erster Sohn des Landarbeiters Johann Konnerth und seiner Ehefrau Sofia, geb. Wardeiner, geboren.

Nach vier Jahren Volksschulbesuch kam ich nach Kronstadt, wo ich 1972 am deutschsprachigen Gymnasium die Reifeprüfung ablegte. Bis zu meiner Aussiedlung in die BRD, im Juli 1973, studierte ich Elektrotechnik am 'Polytechnischen Institut' in Klausenburg.

Das Studium der Physik nahm ich zum Sommersemester 1974 an der Universität Göttingen auf, und setzte dies zum Wintersemester 1976 an der Universität München fort. Im Herbst 1978 übernahm ich am Ls. Zupancic eine experimentelle Diplomarbeit, die sich mit den Resonanzen im System $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ befaßte, und schloß 1980 das Studium mit der Diplom-Hauptprüfung ab.

Seit März 1981 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter in der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik der Universität München beschäftigt.

